ORSAY
Série A
N° 720

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marc FITAIRE

Sujet de la Thèse :

Excitation et amplification d'ondes acoustiques par les plasmas.

SOUTENUE LE 11 JANVIER 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. P. GRIVET : PRÉSIDENT

M. Y. BERNARD
J. L. DELCROIX
J. M. DOLIQUE
D. QUEMADA
} EXAMINATEURS

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543511_0005

ORSAY
Série A
N° 720

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marc FITAIRE

Sujet de la Thèse :

Excitation et amplification d'ondes acoustiques par les plasmas.

SOUTENUE LE 11 JANVIER 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. P. GRIVET : PRÉSIDENT

M. Y. BERNARD
J. L. DELCROIX
J. M. DOLIQUE
D. QUEMADA
} EXAMINATEURS

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Monsieur le Professeur GRIVET me fait l'honneur de présider ce jury et les Professeurs BERNARD, DELCROIX, DOLIQUE et QUEMADA celui d'y participer; je leur en exprime ma très vive gratitude.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique des Plasmas de la Faculté des Sciences d'Orsay, où le Professeur DELCROIX m'a accueilli et donné les moyens de poursuivre ces recherches; je lui en suis sincèrement reconnaissant.

Je remercie très cordialement Monsieur T. MANTEI pour la part active qu'il a prise dans ces recherches et pour l'aide désintéressée qu'il m'a apportée (en particulier dans l'étude en présence d'une vitesse de dérive électronique). Je sais gré à Monsieur D. SINITEAN de sa collaboration dans le domaine des flammes.

Monsieur Jean COSTE m'a donné nombre de conseils précieux après une première lecture du manuscrit. Qu'il soit assuré de mon amicale gratitude.

Ce texte a été tapé avec soin et diligence par Madame BOIVIN; je l'en remercie tout particulièrement ainsi que je remercie Monsieur D. LAM qui a fourni avec compétence l'aide technique nécessaire.

INTRODUCTION

L'étude de la propagation des ondes acoustiques dans les plasmas est récente ; elle a été suggérée par des observations expérimentales souvent fortuites qui ont amené un petit groupe de théoriciens à formuler les équations de propagation de ces ondes. Cette théorie a en particulier mis en évidence les conditions d'excitation d'ondes acoustiques par les plasmas et également prévu que leur amplification directe y est possible. Dans tout ce qui suit, la dénomination plasma concerne des gaz faiblement ionisés.

Malgré l'intérêt physique propre d'un tel sujet et les applications éventuelles auxquelles il peut conduire, le nombre de recherches expérimentales entreprises dans ce domaine est resté très limité. On s'est, par exemple, essayé à mesurer la température d'un arc en y étudiant le temps de propagation d'une perturbation du gaz de neutres et en faisant l'hypothèse (à peu près vérifiée plus tard) que la vitesse des ondes acoustiques y est la même qu'en l'absence de particules chargées. Par la suite, des perturbations harmoniques dans des post-décharges ont été mises en évidence et ont été interprétées comme résultant de l'interaction du plasma avec des ondes acoustiques excitées sur les fréquences de résonance des tubes à décharge utilisés. Enfin, l'excitation volontaire d'ondes acoustiques a été produite en modulant le courant de décharge de tubes contenant un gaz neutre à une pression de quelques torrs. Néanmoins, il ne semble pas qu'une vérification systématique de la théorie ait été entreprise depuis que celle-ci est connue (U. Ingard, K. Gentle, M. Schultz, 1965-1966-1967).

Cette théorie met en évidence, entre autres, le résultat fondamental suivant : dans une zone de compression du gaz de neutres, on trouve à la fois plus d'électrons et d'ions que dans le plasma non perturbé (et inversement dans une zone de dépression). Dans ces conditions, puisque la température des électrons est très généralement plus élevée que celle des neutres, on conçoit que par l'intermédiaire des collisions entre ces deux gaz, il puisse y avoir transfert d'énergie au profit de l'onde acoustique et que celle-ci soit amplifiée (on a tendance à accentuer la différence de pression entre deux alter-

nances de l'onde en transférant d'autant plus d'énergie que le gaz est plus comprimé). L'onde se propage avec une amplitude croissante et ceci au détriment de l'énergie des électrons, c'est-à-dire, en fin de compte, de la source de tension qui entretient la décharge. La théorie prévoit, de même, qu'une tranche de gaz neutre initialement au repos (hormis bien entendu son mouvement d'agitation thermique) peut être mise en mouvement ordonné si on déplace les électrons globalement : par l'intermédiaire des collisions, ces électrons excitent une perturbation acoustique dans le gaz neutre.

Nous nous sommes attachés à vérifier cette théorie aussi bien en ce qui concerne l'excitation que l'amplification des ondes acoustiques par les gaz faiblement ionisés. Mais il a été tout d'abord nécessaire de la compléter pour tenir compte du fait que les plasmas produits en laboratoire sont fréquemment soumis à l'action d'un champ électrique continu qui impose aux électrons une importante vitesse de dérive. Le calcul a mis en évidence l'influence de la valeur du rapport de cette vitesse à celle du son sur l'amplification de l'onde. De même, et de façon à étudier un cas aussi concret que possible, nous avons traité le problème de la propagation en milieu fini. Une onde acoustique dans un gaz neutre subit aux frontières du domaine dans lequel elle se propage un amortissement important ; cet amortissement a lieu dans une mince couche de gaz (contiguë aux parois) à laquelle on donne le nom de couche limite. En présence de plasma, celle-ci est l'objet d'échanges d'énergie et de quantité de mouvement avec les particules chargées et plus particulièrement avec les ions. En effet, le plasma s'isole des parois par une gaine électrostatique dont l'épaisseur est comparable à celle de la couche limite et dans cette gaine se trouvent essentiellement des ions accélérés par la différence de potentiel existant entre le plasma et la paroi. Un calcul numérique a montré l'influence sur l'amplification de l'onde du rapport de l'épaisseur de la gaine électrostatique à celle de la couche limite.

L'étude expérimentale a porté sur la mise en évidence de ces effets d'excitation et d'amplification d'ondes acoustiques par les plasmas ; elle a montré que l'un et l'autre de ces processus est possible et observable en laboratoire.

L'excitation d'ondes acoustiques a été obtenue dans des plasmas de décharges hyperfréquence ou continues par l'action d'un champ électrique modulé à basse fréquence. Ce champ est imposé au plasma à l'aide d'une cavité résonnante ou d'une sonde électrostatique. On observe ainsi que des niveaux sonores de 60 à 70 dB peuvent être excités.

Nous avons vérifié que la densité électronique du plasma dans lequel se propage une onde acoustique est modulée par cette onde et montré que le terme d'excitation est bien, comme le prévoit la théorie, proportionnel à la dérivée temporelle des échanges d'énergie entre les électrons et les neutres. Nous avons également montré que dans l'onde acoustique les particules chargées oscillent en phase avec la fluctuation de pression des neutres.

Une réduction sensible de l'amortissement d'une onde acoustique se propageant dans un tube à décharge a été observée et étudiée en fonction de la fréquence de l'onde et des paramètres qui régissent le plasma.

Hormis le cas de certaines applications, nous nous sommes limités à l'étude de la propagation dans des gaz rares ; c'est ainsi que l'expérimentation a été généralement réalisée dans de l'argon, parfois dans de l'hélium.

Les méthodes expérimentales utilisées font usage d'un matériel de mesures varié ainsi que le sont ces méthodes : en effet, bien qu'appliquées à un seul sujet, celles-ci ont dû être chaque fois ajustées aux nécessités de la vérification expérimentale recherchée. En particulier, un certain nombre de problèmes se sont posés à nous dans l'utilisation à basse pression de l'appareillage acoustique, problèmes dont nous donnons les solutions adoptées dans cette étude.

Différentes applications de ces phénomènes d'interaction entre les ondes acoustiques et les plasmas peuvent être envisagées. Signalons tout d'abord celles qui concernent les flammes ensemencées par un métal alcalin : elles peuvent exciter et détecter des ondes acoustiques avec une bonne efficacité que la théorie développée permet d'interpréter. Cette même théorie montre que la mesure de la température du gaz neutre d'une décharge peut être effectuée à l'aide d'ondes acoustiques sans qu'il soit nécessaire de connaître autrement le plasma étudié. Un tel plasma se révèle par ailleurs être un excellent moyen d'exciter des ondes acoustiques dans un gaz à basse pression à l'aide d'une perturbation de sa température ou de sa densité électroniques, perturbation qui peut être réalisée à haute impédance ; un tel générateur d'ondes acoustiques est, point important, adapté au milieu de propagation dans lequel a lieu l'excitation et ce quelle qu'en soit la pression ou l'extension.

Cette étude peut être appliquée au plasma ionosphérique où excitation et propagation d'ondes acoustiques sont possibles. Néanmoins, le nombre des applications concevables est très fortement limité par le fait que l'équilibre thermodynamique de l'ionosphère est, ainsi que l'ont montré les mesures du sondeur incohérent de Nançay, réalisé jusqu'à des altitudes élevées.

A ces altitudes la pression du gaz neutre est telle que la théorie hydrodynamique développée dans les chapitres suivants ne peut plus être appliquée sauf, peut-être, pour des fréquences très basses.

CHAPITRE I

THEORIE LINEAIRE DE L'EXCITATION ET DE L'AMPLIFICATION DES ONDES ACOUSTIQUES PAR DES MILIEUX GAZEUX REACTIFS.

- APPLICATION AUX PLASMAS -

La théorie de l'excitation et de l'amplification d'ondes acoustiques repose sur l'utilisation des équations de l'hydrodynamique des gaz ; elle est établie dans des cas tels que ces gaz puissent être considérés comme des milieux continus : grandes longueurs d'ondes des phénomènes étudiés et pressions de gaz neutres telles que la fréquence de collision neutre-neutre soit beaucoup plus grande que la fréquence de l'onde.

On écrira pour chaque type de particules les équations de conservation de leur nombre, de leur quantité de mouvement et les équations de conservation de l'énergie qui couplent ces différents types de particules entre elles (à travers les collisions).

Dans ce qui suit, nous supposerons que le gaz neutre est parfait et, très généralement, qu'il est monoatomique. L'onde est de faible amplitude et nous nous limiterons donc à l'étude de phénomènes de l'acoustique linéaire.

Nous étudierons d'abord l'équation de propagation des ondes acoustiques dans un milieu gazeux réactif, c'est-à-dire un milieu tel qu'une onde s'y propageant assure elle-même la modulation des échanges qu'elle effectue avec ce gaz. Nous chercherons ensuite à déterminer les effets d'une onde acoustique sur les gaz d'électrons et d'ions d'un plasma. Les résultats ainsi obtenus permettront de mettre en évidence simplement les possibilités d'excitation et d'amplification des ondes acoustiques par les gaz ionisés. Dans une dernière partie, nous passerons à une étude plus

fine des couplages entre les gaz de neutres, d'ions et d'électrons dans le cas d'un modèle théorique plus réaliste que les précédents ; on tiendra compte en particulier dans ce modèle de la vitesse de dérive des électrons dont l'action sur la propagation de l'onde acoustique est, nous le verrons, très importante.

1 - PROPAGATION D'UNE ONDE ACOUSTIQUE DANS UN MILIEU GAZEUX REACTIF.

Dans ce qui suit, nous allons établir l'équation de propagation des ondes acoustiques dans un milieu tel que de l'énergie soit fournie en permanence au gaz de neutres par une source extérieure. Soit H_o la quantité d'énergie ainsi fournie par seconde à l'unité de volume du gaz ; nous supposerons par ailleurs que celui-ci reçoit dans le même temps et le même volume la masse Q_o de particules neutres ainsi que la quantité de mouvement F_o.

L'équation de propagation résultera d'un calcul au premier ordre des perturbations du gaz neutre[1]. Nous appellerons successivement p, δ, τ et σ les perturbations de la pression p_o de la densité ρ de la température T_n et de l'entropie S du gaz ; $\underline{u}$ est le vecteur vitesse des particules du milieu supposé par ailleurs stationnaire ($\underline{U} = 0$) et de température uniforme.

Ceci étant, on écrit l'équation de conservation de la masse et l'équation de Navier-Stokes qui, avec ces notations, s'expriment sous les formes suivantes :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \underline{u} = Q \qquad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} = - \operatorname{grad} p + \frac{4}{3} \mu \operatorname{grad} (\operatorname{div} \underline{u}) - \mu \operatorname{rot} (\operatorname{rot} \underline{u}) + \underline{F} \qquad (2)$$

où Q et F sont les quantités perturbées au premier ordre de Q_o et F_o et où μ est le coefficient de viscosité du gaz support de cette perturbation.

L'expression (2) peut être décomposée en deux ; on sait[2], en effet, que tout vecteur fonction d'un point est la somme d'un vecteur dont la divergence est nulle et d'un vecteur dont le rotationnel est nul.

On écrira par exemple $\underline{u} = \underline{u}_t + \underline{u}_\ell$ avec div $\underline{u}_t = 0$ et rot $\underline{u}_\ell = 0$ ainsi que $\underline{F} = \underline{F}_t + \underline{F}_\ell$ avec div $\underline{F}_t = 0$ et div $\underline{F}_\ell = 0$. Ceci étant (2) se sépare en les deux expressions suivantes :

$$\rho \frac{\partial \underline{u}_\ell}{\partial t} = - \text{grad } p + \frac{4}{3} \mu \nabla^2 \underline{u}_\ell + \underline{F}_\ell \qquad (3)$$

$$\rho \frac{\partial \underline{u}_t}{\partial t} = \mu \nabla^2 \underline{u}_t + \underline{F}_t \qquad (4)$$

puisque rot (grad a) = 0, div (rot $\underline{a}$) = 0 et rot (rot $\underline{a}$)= grad (div $\underline{a}$) - $\nabla^2 \underline{a}$. Par ailleurs, la perturbation d'entropie est liée à la variation de température et d'énergie fournie par la relation :

$$\rho T_n \frac{\partial \sigma}{\partial t} = K \nabla^2 \tau + H \qquad (5)$$

où K est la conductivité thermique du gaz neutre considéré et H la perturbation au premier ordre de H_o.

On complète le système d'équations (1), (3), (4) et (5) par deux expressions liant δ et σ à p et τ ; dans le cas des gaz parfaits que nous considérons, on a :

$$\delta = \frac{\rho}{p_o} \left[p - \alpha \tau \right] \qquad (6)$$

$$\sigma = \frac{C_p}{T_n} \left[\tau - \frac{\gamma - 1}{\alpha \gamma} p \right] \qquad (7)$$

où C_p est la chaleur spécifique du gaz à pression constante, γ le coefficient de compression adiabatique et $\alpha = (\partial p_o / \partial T_n)_V$; dans le cas des gaz parfaits $\alpha = p_o / T_n$ et $\gamma = 5/3$ pour les gaz monoatomiques utilisés dans cette étude.

De ce système d'équations ainsi complété, on déduit les deux relations suivantes :

$$\nabla^2 p = \frac{\gamma}{c^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \ell_v' c \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \right] (p - \alpha\tau) + \text{div } F_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} + \ell_v' c \nabla^2 Q \qquad (8)$$

$$\ell_h c \nabla^2 \tau = \frac{\partial}{\partial t} \left[\tau - \frac{\gamma - 1}{\alpha \gamma} p \right] - \frac{H}{\rho C_p} \qquad (9)$$

où $c = (\gamma k T_n/M)^{1/2}$ est la vitesse du son et où

$$\ell'_v = \frac{4}{3} \frac{\mu}{\rho c}$$

$$\ell_h = \frac{K}{\rho C_p c}$$

sont deux quantités homogènes à une longueur. La propagation de l'onde acoustique est donc régie par les équations (8) et (9). Nous résoudrons ce système en deux temps.

Tout d'abord, et dans le but de mettre nettement en évidence l'effet de H sur l'onde acoustique, nous supposerons que la viscosité et la conductivité thermique du gaz sont négligeables, c'est-à-dire que ℓ_h et $\ell'_v \simeq 0$. On résoudra ensuite complètement le système (8) et (9) dans le cas d'une perturbation se propageant en exp i(ωt - $\underline{k}.\underline{r}$).

1-1 - Résolution de l'équation de propagation dans le cas où l'on néglige viscosité et conductivité thermique.

Avec ℓ_h et $\ell'_v \simeq 0$, ce système se réduit à :

$$\nabla^2 p = \frac{\gamma}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p - \alpha\tau) + \operatorname{div} \underline{F}_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} \qquad (8')$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\tau - \frac{\gamma - 1}{\alpha \gamma} p \right] = \frac{H}{\rho C_p} \qquad (9')$$

En dérivant (9') par rapport au temps et en remplaçant dans (8') $\partial^2\tau/\partial t^2$ par la valeur ainsi calculée, on obtient :

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\gamma - 1}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t} + \operatorname{div} \underline{F}_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} \qquad (10)$$

où l'on a utilisé le fait que $\alpha\gamma/\rho C_p = \gamma - 1$ dans le cas des gaz parfaits.

La relation (10) est l'équation de propagation des ondes acoustiques modifiée[3] pour tenir compte de l'apport de particules neutres ainsi que des échanges d'énergie et de quantité de mouvement entre le gaz

et l'onde (indépendamment des pertes d'énergie dues à la viscosité et à la conductivité thermique du gaz, pertes qui, rappelons-le, ont été négligées). Elle permet de montrer les possibilités d'excitation et d'amplification des ondes acoustiques par de tels milieux réactifs.

Supposons en effet que l'on module par une action extérieure les échanges d'énergie, div $\underline{F}_\ell$ et Q étant négligeables (cette dernière hypothèse ne change pas l'esprit de ce qui suit tout en en simplifiant la présentation ; le cas général sera traité par la suite). En prenant la transformée de Fourier de (10), on obtient aisément :

$$\frac{\partial^2 p_k}{\partial t^2} + k^2 c^2 p_k = (\gamma-1) \frac{\partial H_k}{\partial t}$$

Cette expression est comparable à celle que l'on obtiendrait en étudiant une oscillation de type pendulaire soumise à une force extérieure. On sait que dans un tel cas, partant de l'état du repos, on peut forcer dans le circuit une oscillation (excitation) ou amplifier une oscillation préexistante pour peu que la source ait une phase convenable par rapport à cette oscillation. Nous montrerons qu'en ce qui concerne les ondes acoustiques, cette condition sur la phase peut être réalisée dans de nombreux cas.

1-2 - Exemples de milieux gazeux réactifs.

Différents processus peuvent être imaginés pour qu'un gaz soit réactif au sens où nous l'entendons. Nous verrons le cas des plasmas par la suite mais citons, dès maintenant, deux possibilités :

- la combustion d'un mélange gazeux dégage d'autant plus d'énergie que le nombre de réactions de combustion par unité de temps est lui-même plus grand. Dans une zone de compression d'une onde acoustique excitée dans un tel mélange, il y a donc plus de réactions que dans une zone de dépression. L'énergie dégagée par la combustion du mélange a de ce fait tendance à faire croître le déséquilibre de pression. L'onde crée elle-même les conditions de son amplification : un mélange gazeux en combustion est réactif.

L'étude des propriétés acoustiques des flammes est très ancienne (1858) et l'effet d'amplification a été souvent observé[4]. Néanmoins, il n'a pas été, à notre connaissance, interprêté dans le sens indiqué par cette théorie.

Compte-tenu de ce qui précède, on peut prévoir la possibilité d'exciter de telles ondes avec une flamme. Il suffit pour cela de moduler le flux entrant de l'un des réactants, l'oxygène par exemple[5]. On peut également y parvenir en ensemençant la flamme avec une solution d'un sel aisément ionisable (de métal alcalin, K, Cs, Na ...) et en imposant une différence de potentiel à fréquence acoustique entre deux électrodes conductrices disposées dans cette flamme. Le champ électrique imposé module le taux de combustion et donc l'énergie dégagée ($\partial H/\partial t \neq 0$). Cette dernière expérience peut d'ailleurs servir d'introduction à celles qui sont réalisées avec des plasmas.

- dans un gaz moléculaire de l'énergie peut être stockée, et ce au moins pendant un temps bref, sous la forme d'énergie de rotation ou de vibration (un rayonnement électromagnétique correspondant à l'énergie de transition entre l'état fondamental et l'un de ces états y parvient aisément). Dans l'onde acoustique, les zones de compression imposent un plus grand nombre de collisions entre molécules que dans le reste du gaz[6]. Au cours de ces collisions, l'énergie de rotation et de vibration est (au moins partiellement) transférée en énergie de translation et ceci a donc pour effet d'augmenter l'amplitude de la fluctuation de pression de l'onde.

On peut aussi imaginer dans un tel processus l'excitation d'ondes acoustiques en modulant à des fréquences convenables le rayonnement électromagnétique.

Un tel phénomène d'excitation et d'amplification est également concevable par action sur les niveaux électroniques d'un gaz moléculaire ou d'un gaz atomique.

1-3 - Résolution de l'équation de propagation générale.

Nous allons maintenant résoudre le système d'équations (8) et (9) en supposant que les fluctuations de température et de pression (p et τ) varient en exp i ($\omega t - \underline{k}.\underline{r}$). On effectue un calcul au premier ordre et l'on cherche à déterminer une valeur corrigée de k (valeur qui reste voisine de ω/c) :

$$- k^2 p = - \gamma \frac{\omega^2}{c^2} \left(i - i \frac{\omega \ell'_v}{c}\right) (p - \alpha\tau) + \operatorname{div} \underline{F}_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} - \ell'_v \, c \, \nabla^2 Q$$

$$\tau = \left(\frac{\gamma - 1}{\alpha \gamma} p - i \frac{H}{\rho \, C_p \omega}\right) \left(1 + i \frac{\omega \ell_h}{c}\right)$$

En éliminant τ entre ces deux relations et en utilisant le fait connu que $(\gamma-1)/\gamma = \alpha/\rho C_p$ pour un gaz parfait, on obtient :

$$k^2 p = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - i \frac{\omega \ell'_v}{c} - i(\gamma - 1) \frac{\omega \ell_h}{c}\right] p + i \frac{\gamma - 1}{\omega c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} + \operatorname{div} \underline{F}_\ell - \frac{\partial Q}{\partial t} - \ell'_v c \nabla^2 Q \qquad (11)$$

équation dans laquelle les quantités petites $H\ell'_v$, $H\ell_h$ et $\ell_h \ell'_v$ ont été négligées. Pour poursuivre le calcul, nous allons supposer que H, $\underline{F}$ et Q sont dus à la présence de l'onde et ont des variations temporelles et spatiales de la même forme ; nous écrirons $H = \beta p$, $|\underline{F}_\ell| = \eta p$ et $Q = \xi p$ où β, η et ξ sont éventuellement des nombres complexes tenant compte d'un déphasage possible entre p et les quantités correspondantes ; nous les appellerons "facteurs de réaction".

Dans ces conditions (11) s'exprime sous la forme suivante :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 + \ell'_v c \xi - i \frac{\omega \ell'_v}{c} - i(\gamma - 1) \frac{\omega \ell_h}{c} + i \frac{\gamma - 1}{\omega} \beta + i \frac{c}{\omega} \eta + i \frac{c^2}{\omega} \xi\right] \qquad (12)$$

Cette relation met en évidence plusieurs points intéressants :

- la vitesse de phase de l'onde est modifiée par les échanges qui ont lieu entre l'onde et son milieu support. Elle reste voisine de c et s'en écarte plus ou moins suivant que β, η , ξ sont complexes ou non

- l'amortissement de l'onde dû à la viscosité et à la conductivité thermique du gaz est modifié par ces mêmes échanges. Suivant la valeur du déphasage entre H, $\underline{F}_\ell$, Q et p , cet amortissement est soit augmenté soit diminué. Il est réduit à sa valeur minimum lorsque le déphasage est nul. On peut imaginer le cas où les échanges représentés par H, $\underline{F}_\ell$ et Q seraient assez importants pour compenser complètement les effets de viscosité et de conductivité thermique. Il faudrait pour cela que

$$R = Re \left[(\gamma - 1)\beta + c\eta + c^2 \xi\right] \gtrsim \frac{\omega^2 \ell'_v}{c} + (\gamma - 1) \frac{\omega^2 \ell_h}{c} \qquad (13)$$

Dans ce qui suit , nous appellerons R "coefficient de réaction".

L'inégalité (13) s'exprime simplement dans le cas d'un gaz rare. On a alors $\gamma = 5/3$ et $\ell_h = 0.9\ \ell'_v$. En effet, d'après la définition même de ces grandeurs :

$$\frac{\ell'_v}{\ell_h} = \frac{4}{3}\frac{\mu}{K} C_p$$

et la théorie cinétique des gaz établit pour les gaz parfaits la relation $K = \frac{5}{2}\mu C_v$. Dans ces conditions (13) prend la forme suivante :

$$R \gtrsim \frac{7}{3}\ \frac{\omega^2}{c^2}\ \frac{\mu}{\rho} = R_o \qquad (14)$$

La Fig. 1.1 détermine le domaine des valeurs de R pour lesquelles il y a instabilité, c'est-à-dire pour lesquelles l'amplitude d'une faible perturbation initiale tend à croître. On remarque que cette condition est d'autant plus difficile à atteindre que ω est plus grand et la pression plus faible (la suite montrera comment (14) est modifiée quand on tient compte des pertes de l'onde acoustique sur les parois).

2 - ETUDE DE LA REACTION ACOUSTIQUE D'UN PLASMA (amplification)

Les résultats précédents vont maintenant être appliqués à un plasma qui, nous le montrerons, est un milieu réactif au sens où nous l'avons défini précédemment. Dans ce but, nous allons tout d'abord étudier les perturbations apportées aux mouvements des électrons et des ions par une onde acoustique qui se propage dans un tel plasma. Nous nous limiterons pour cela aux échanges de quantité de mouvement entre les différents gaz, négligeant dans un premier temps les effets dus aux échanges d'énergie. Cette approximation permettra ensuite d'apporter une correction au calcul de la fluctuation de pression des neutres en appliquant les résultats ainsi obtenus à la détermination de la valeur de (12).

Cette façon de procéder a l'avantage de mettre en évidence simplement les effets de l'onde acoustique sur les gaz de particules chargées. Elle postule que les perturbations qui sont imposées à ces gaz par l'onde

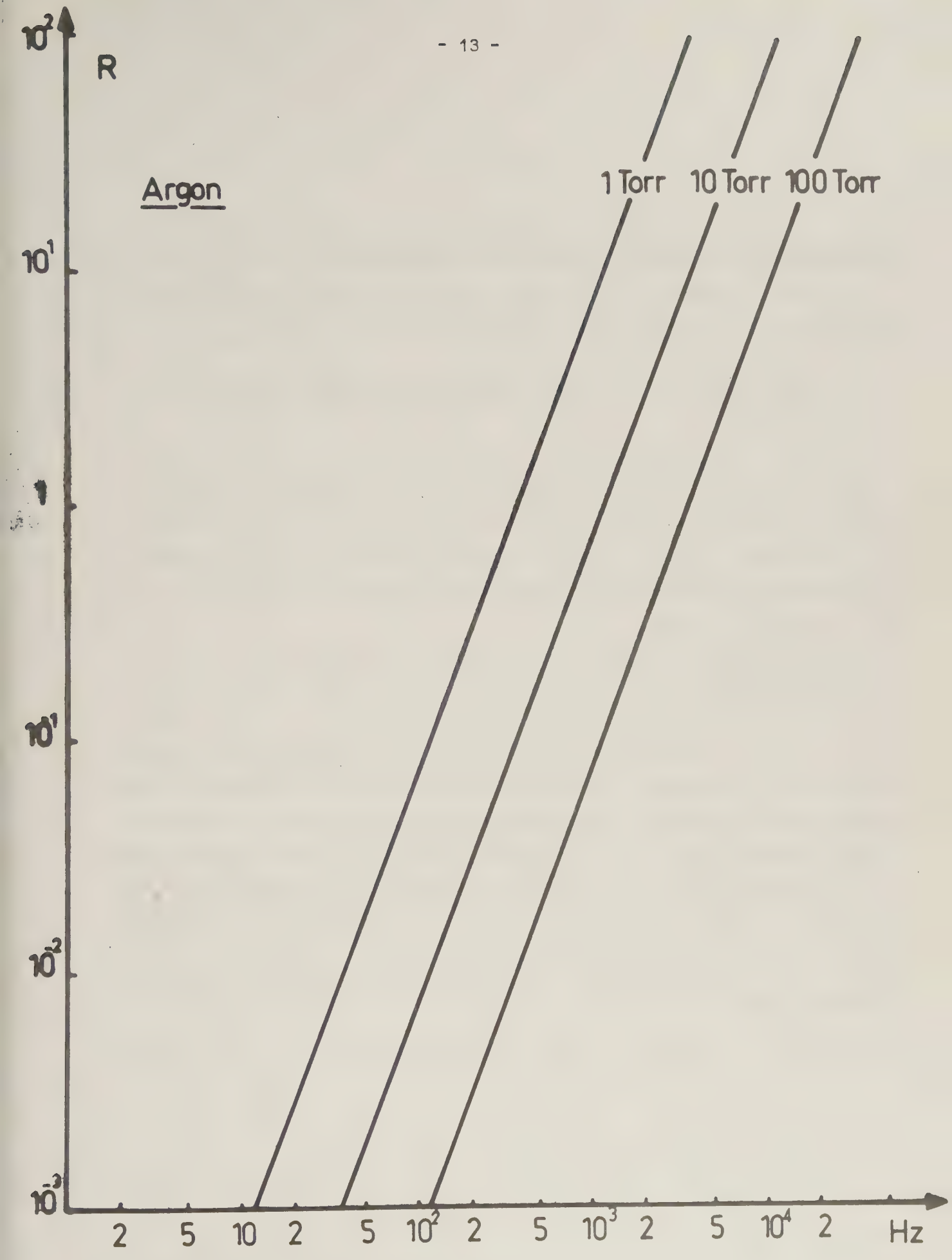


FIGURE 1-1 - Limite d'instabilités acoustiques pour différentes pressions.

proviennent essentiellement des échanges de quantité de mouvement et très peu des échanges d'énergie. Un calcul plus complet montrera par la suite que cette hypothèse, a priori raisonnable, conduit à de bons résultats.

2-1 - Perturbations des électrons et des ions d'un plasma par une onde acoustique.

Les trois types de gaz (électrons, ions et neutres) sont couplés par des collisions avec échange de quantité de mouvement dont la fréquence est désignée par ν_{jk} lorsque les particules du type j heurtent les particules de type k. N_j et n_j représentant la densité non perturbée et la perturbation de densité des particules j de masse m_j, on a entre ν_{jk} et ν_{kj} la relation suivante[7] :

$$\nu_{jk} = \frac{N_j}{N_k} \frac{m_j}{m_k} \nu_{kj}$$

Ceci posé, on écrit le système d'équations linéarisées[8-9] représentant la conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour chaque type de particules ; on suppose que la perturbation se propage dans la direction des x sous la forme d'une onde plane. On néglige le terme représentant un éventuel apport de particules en supposant que l'équilibre d'ionisation est quasiment réalisé et postulant que cet apport aurait de toutes façons une influence négligeable sur la perturbation des particules chargées (devant celle due aux échanges de quantité de mouvement). Ce système d'équations est alors :

- équations de conservation du nombre de particules :

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + N_n \frac{\partial u_n}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + N_e \frac{\partial u_e}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + N_i \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0$$

où u_j représente la perturbation de vitesse des particules j. On a supposé par ailleurs que les électrons, les ions et les neutres ne sont pas animés d'une vitesse de dérive moyenne.

- équations de conservation de la quantité de mouvement (on néglige la viscosité)

$$\frac{du_n}{\partial t} + \frac{1}{m_n n_n}\frac{\partial p_n}{\partial x} = \nu_{ni}(u_i - u_n) + \nu_{ne}(u_e - u_n) \qquad (19)$$

$$\frac{du_i}{\partial t} + \frac{1}{m_i n_i}\frac{\partial p_i}{\partial x} = \nu_{in}(u_n - u_i) + \nu_{ie}(u_e - u_i) + \frac{q}{m_i} e \qquad (20)$$

$$\frac{du_e}{\partial t} + \frac{1}{m_n n_n}\frac{\partial p_e}{\partial x} = \nu_{en}(u_n - u_e) + \nu_{ei}(u_i - u_e) - \frac{q}{m_e} e \qquad (21)$$

où p_j et e sont les perturbations de la pression et du champ électrique, q la charge des électrons et des ions. Les deux premiers termes de chacun des seconds membres représentent les échanges de quantité de mouvement. Nous pouvons négliger dans ce calcul au premier ordre les termes du second ordre que sont $v\partial v/\partial x$ et prendre $dv/dt = \partial v/\partial t$.

On suppose par ailleurs que les différents gaz subissent des transformations adiabatiques (on néglige les échanges d'énergie entre gaz ainsi que les effets de viscosité et de conductivité thermique) ; on a donc :

$$\frac{\partial p_j}{\partial x} = m_j c_j^2 \frac{\partial n_j}{\partial x}$$

avec

$$c_j^2 = \frac{\gamma_j k T_j}{m_j} \qquad (22)$$

La perturbation e du champ électrique est donnée par l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial e}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_o}(n_i - n_e)$$

Ceci étant, on résoud le système d'équations (16) à (20) dans le cas des fréquences acoustiques habituelles. Celles-ci, il est facile de le voir, sont beaucoup plus grandes que les fréquences de collisions des neutres sur les électrons et les ions dans le cas d'un gaz faiblement ionisé à une pression de neutres de l'ordre du Torr.

On trouve qu'il existe trois modes de propagation, dont deux sont très fortement amortis (un mode électronique et un mode ionique). Le troisième de ceux-ci est le mode acoustique qui nous concerne dont la vitesse de propagation est la vitesse habituelle du son $(kT_n/M)^{1/2}$ et qui n'est ni amorti, ni amplifié (ce qui est normal vu les hypothèses qui ont été faites). On trouve aussi le fait important que les fluctuations de densités des particules du plasma sont <u>en phase</u> et ont des variations relatives égales :

$$\frac{n_e}{N_e} = \frac{n_i}{N_i} = \frac{n_n}{N_n} \qquad (23)$$

2-2 - <u>Propriétés amplificatrices des plasmas</u>.

Nous venons de montrer que l'onde acoustique entraîne des perturbations des gaz de particules chargées et en particulier du gaz d'électrons. Or ceux-ci sont très généralement à une température T_e beaucoup plus grande que celle des neutres T_n (ce qui n'est pas le cas du gaz d'ions pour lequel, dans les décharges courantes, $T_i \sim T_n$). Il résulte de cette différence de température que les électrons fournissent à chaque instant de l'énergie au gaz de neutres. On peut prévoir à l'évidence que ce transfert est d'autant plus important que la densité électronique est elle-même plus élevée.

Supposons donc qu'une onde acoustique se propage dans ce plasma. Nous avons vu précédemment que celle-ci module la densité électronique en phase avec la fluctuation de pression qui lui est associée. Il en résulte une modulation de l'énergie transférée aux neutres elle-même en phase avec l'onde. On retrouve, appliqué au cas des plasmas, le mécanisme

de réaction du milieu de propagation sur l'onde décrit au paragraphe 1-2 dans le cas le plus général. Puisque n_n et n_e sont en phase, la réaction est positive et tend donc à faire croître l'amplitude de l'onde.

2-3 - Energie transférée au gaz de neutres par les électrons.

Ainsi que nous l'avons déjà remarqué, la température des ions d'une décharge est voisine de celle des neutres alors que celle des électrons est typiquement cent fois plus forte. Nous négligeons donc dans le calcul de l'énergie transférée aux neutres par les particules chargées le terme dû aux ions devant celui dû aux électrons.

Ceci étant, nous supposerons que ces électrons ont une fonction de distribution Maxwellienne† à la température T_e, température à laquelle ils sont maintenus par la source extérieure qui entretient la décharge ; cette source joue le rôle de réservoir d'énergie.

L'énergie H_o transférée aux neutres par cm^3 et par seconde est, à l'évidence, proportionnelle à l'énergie échangée au cours d'un choc d'un électron sur une molécule multiplié par le nombre de chocs par unités de temps et de volume. Nous écrirons donc simplement :

$$H_o = \left(2 \frac{m_e}{m_n} \cdot \frac{1}{2} m v_{the}^2\right) \left(N_n < \sigma > v_{the}\right) N_e \qquad (24)$$

$$= 3 \frac{(3m_e)^{1/2}}{m_n} < \sigma > (kT_e)^{3/2} N_e N_n \qquad (25)$$

où v_{the} est la vitesse quadratique moyenne et où $< \sigma >$ est une section efficace moyenne obtenue par intégration sur la fonction de distribution $f(v_e)$ des électrons à la température T_e de la manière suivante

$$< \sigma > = \frac{1}{N_e} \int_o^\infty \sigma (v_e) f(v_e) dv_e \qquad (26)$$

---

† Dans les conditions expérimentales de cette étude, l'hypothèse d'une fonction de distribution Maxwellienne des électrons est justifiée pour l'argon : on entre alors bien dans la catégorie des plasmas intermédiaires[10]. Elle l'est en principe beaucoup moins pour l'hélium bien que les mesures de sondes électrostatiques indiquent qu'une telle fonction de distribution est néanmoins obtenue.

L'expression (24) n'est d'ailleurs pas très rigoureuse ; on effectue en effet le produit de deux moyennes pour trouver la moyenne de leur produit. Il est donc, a priori, préférable d'exprimer H_o comme suit[†] :

$$H_o = \frac{m_e^2}{m_n} < v_e^3 \sigma(v_e) >_{T_e} N_e N_n \qquad (27)$$

où

$$< v_e^3 \sigma(v_e) >_{T_e} = \int_o^\infty v_e^3 \sigma(v_e) f(v_e) 4\pi v_e^2 dv_e \qquad (28)$$

Néanmoins le calcul numérique des intégrales (26) et (28) pour différents gaz montre que les expressions (24) et (27) conduisent à très peu de choses près au même résultat dans le cas de l'argon, de l'hélium et du néon et pour les valeurs de températures électroniques obtenues dans nos expériences. C'est pourquoi nous utiliserons (25) dans ce qui suit, cette expression étant beaucoup plus maniable que (27). Elle permet en particulier un calcul facile des perturbations de H_o par une onde acoustique.

2-4 - Calcul du facteur de réaction β .

Lors du passage d'une onde acoustique, H_o est perturbé à travers N_e, N_n, T_e et donc aussi $< \sigma >$. Nous allons exprimer cette perturbation H en fonction de p et en déduirons β. Mais néanmoins, avant d'entreprendre ce calcul, il est bon d'examiner en détail les hypothèses qui seront utilisées.

Nous supposerons, tout d'abord, que les transformations de l'onde sont adiabatiques, et ce malgré la présence du plasma et malgré les pertes d'énergie par viscosité et conductivité thermique. Pour qu'il en soit ainsi, il suffit d'admettre que l'énergie perdue par l'onde sur un trajet donné ainsi que celle qui lui est fournie par les électrons sont petites. Nous vérifierons par la suite qu'il en est bien ainsi. On sait qu'alors la fluctuation τ de température des neutres est liée à la fluctuation n_n par :

[†] Cette expression assez intuitive peut être justifiée théoriquement[8].

$$\frac{\tau}{T_n} = (\gamma - 1)\frac{n_n}{N_n} \qquad (29)$$

Nous supposerons de même que la fluctuation τ_e de température électronique est donnée par une relation comparable à (29)

$$\frac{\tau_e}{T_e} = (\gamma_e - 1)\frac{n_e}{N_e} \qquad (30)$$

La valeur à attribuer à γ_e peut être un sujet de discussion. Pour une compression adiabatique on aurait $\gamma_e = 5/3$. Néanmoins, la vitesse d'agitation thermique des électrons est beaucoup plus grande que celle de l'onde acoustique ; ceux-ci ont donc tendance à rester en équilibre thermique (compression isotherme) pour lequel $\gamma_e = 1$. A défaut d'une valeur exacte de γ_e (qui pourrait être complexe), nous le laisserons écrit explicitement dans les équations. Il est à remarquer que la connaissance précise de τ_e ne peut être obtenue qu'en adjoignant au système d'équations (16) à (21) les équations de conservation de l'énergie.

Ceci étant, la perturbation au premier ordre de H_o s'obtient à partir de (25) et peut s'écrire :

$$H = 3\frac{(3m_e)^{1/2}}{m_n}\langle\sigma\rangle(kT_e)^{3/2}N_eN_n\left[\frac{n_n}{N_n} + \frac{n_e}{N_e} + \left(\frac{3}{2} + \frac{T_e}{\langle\sigma\rangle}\frac{\partial\langle\sigma\rangle}{\partial T_e}\right)\frac{\tau_e}{T_e}\right] \qquad (31)$$

En tenant compte de (29) et (30) et des égalités suivantes :

$$\frac{n_e}{N_e} = \frac{n_n}{N_n} = \frac{1}{\gamma}\frac{p}{p_o}$$

H s'exprime sous la forme

$$H = 6\frac{(3m_e)^{1/2}}{\gamma m_n}\langle\sigma\rangle(kT_e)^{3/2}N_eN_n\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{3}{2} + \frac{T_e}{\langle\sigma\rangle}\frac{\partial\langle\sigma\rangle}{\partial T_e}\right)(\gamma_e - 1)\right]\frac{p}{p_o} = \beta p \qquad (32)$$

2-5 - Calcul du facteur de réaction ξ :

En l'absence de perturbations dues à l'onde acoustique, on suppose qu'il y a équilibre entre l'ionisation et la recombinaison (le plasma est toujours supposé infini), c'est-à-dire que :

$$m_n^{-1} Q_o = \alpha_R N_e^2 - \nu_i N_e = 0 \qquad (33)$$

où α_R est le coefficient de recombinaison et ν_i la fréquence d'ionisation. L'onde acoustique modifie la densité et la température électroniques de n_e et τ_e et l'on a :

$$m_n^{-1} Q = n_e (2\alpha_R N_e - \nu_i) + N_e \tau_e \left(\frac{\partial \alpha_R}{\partial T_e} N_e - \frac{\partial \nu_i}{\partial T_e}\right)$$

ce qui,compte tenu de (33) peut encore s'écrire :

$$m_n^{-1} Q = \alpha_R n_e N_e - \alpha_R \tau_e N_e \frac{\partial N_e}{\partial T_e}$$

Puisque nous considérons des perturbations petites, on a $\partial N_e/\partial T_e \simeq n_e/\tau_e$ et donc dans cette limite $Q = 0$ ($\xi = 0$) à chaque instant.

2-6 - Calcul du facteur de réaction η :

La comparaison de (2) et (19) montre que :

$$\rho^{-1} = \nu_{n_i} (v_i - v_n) + \nu_{n_e} (v_e - v_n)$$

Le calcul qui a conduit à (23) établit également que les fluctuations des vitesses dans l'onde sont égales, c'est-à-dire que $v_i = v_e = v_n$. On a donc $F = 0$ ($\eta = 0$) à chaque instant. Nous verrons par la suite que ceci reste vrai jusqu'à des fréquences élevées.

2-7 - Condition d'instabilité acoustique d'un plasma.

Afin de calculer numériquement la condition d'instabilité (14), nous supposerons que $\gamma_e = 1$ (s'il y a instabilité pour une telle valeur de γ il y en aura a fortiori une dans le cas réel). Nous utiliserons par ailleurs le fait suivant établi par la théorie cinétique des gaz :

$$\mu \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi \gamma}}\, \rho c \ell$$

où ℓ est le libre parcours moyen des neutres, lui-même donné par :

$$\ell^{-1} = \sqrt{2}\, \pi a^2 N_n$$

a étant le rayon équivalent de sphère dure de l'atome.

Ceci étant l'inégalité (14) peut s'écrire sous la forme :

$$5.10^{-21}\ m_A^{-3/2}\ \langle\sigma\rangle\ a^2\ T_e^{3/2}\ T_n^{1/2}\ N_e\ N_n^2\ p_o^{-1} \geq f^2 \qquad (34)$$

où f est la fréquence de l'onde et m_A la masse atomique du gaz utilisé. On sait que le nombre de neutres contenus par unité de volume du gaz est proportionnel à la pression et à T_n^{-1} si bien que (33) peut s'écrire :

$$C^{te}\ m_A^{-3/2}\ \langle\sigma\rangle\ a^2\ \left(\frac{T_e}{T_n}\right)^{3/2}\ N_e\ p_o \geq f^2 \qquad (35)$$

Cette relation montre que la condition d'instabilité est d'autant plus facile à réaliser pour une fréquence d'onde donnée que :

- le gaz est plus léger (a varie assez peu d'un gaz à l'autre et les valeurs de $\langle\sigma\rangle$ sont comparables hormis au voisinage du seuil Ramsauer quand il y en a un)
- le rapport T_e/T_n est plus grand
- la densité électronique est élevée
- la pression est forte

Ce résultat n'a rien qui puisse surprendre car chacune de ces conditions tend à donner à H une valeur aussi grande que possible.

Appliquons ce calcul au cas d'un plasma produit dans de l'argon à une pression de 1 Torr avec une densité électronique de l'ordre de $10^{10}\ cm^{-3}$ et T_e/T_n de l'ordre de 100. On trouve qu'il y a instabilité pour des fréquences f telles que :

$$f \lesssim 10^2\ Hz$$

Un même plasma produit dans de l'hélium conduirait à l'inégalité :

$$f \lesssim 8.10^2\ Hz$$

Théoriquement donc, il est concevable qu'un tel plasma soit instable et produise spontanément des ondes acoustiques. Mais nous avons supposé que le plasma était d'extension infinie ; il n'en est évidemment pas ainsi au laboratoire et nous verrons que les pertes de l'onde acoustique sur des parois matérielles sont alors considérablement plus fortes que dans l'espace libre et rendent la condition (34) beaucoup plus sévère que celle qui a été calculée. On tomberait alors dans un domaine de fréquences instables où la théorie ne s'applique plus.

En ce qui concerne l'ionosphère qui constitue un plasma de grande étendue, différentes raisons s'opposent heureusement à son instabilité vis-à-vis des ondes acoustiques : la densité électronique y est faible et là où la densité de neutres est la plus forte la température électronique est voisine de celle de ces neutres.

3 - EXCITATION D'ONDES ACOUSTIQUES PAR UN PLASMA.

L'étude du paragraphe 1-1 a montré qu'un milieu gazeux réactif peut être la source d'ondes acoustiques pour peu que l'énergie H transférée au gaz neutre soit fonction du temps. La perturbation de H peut être obtenue soit par l'onde acoustique elle-même (2-4), soit par action extérieure sur le gaz.

L'expression (31) montre que dans le cas des plasmas, cette perturbation peut être réalisée par action extérieure directe soit sur le gaz d'électrons (avec un champ électrique par exemple) soit sur le gaz de neutres. Nous montrerons au paragraphe 3-3 que dans un cas particulier, cette dernière possibilité peut être envisagée.

3-1 - Modulation de la densité électronique du plasma.

La modulation de la densité électronique d'un plasma peut être obtenue de différentes façons. On peut, par exemple, obtenir des variations importantes de densité dans des temps brefs à l'allumage et à l'extinction du plasma. On peut aussi moduler la source d'énergie qui entretient la décharge.

Différentes expériences, fortuites ou non, ont montré l'excitation d'ondes acoustiques dans ces conditions

Nous en retiendrons une à titre d'exemple. Dans cette expérience[11],[12], on superpose à la tension continue d'entretien d'une décharge une tension alternative à fréquence variable. On observe que pour certaines fréquences d'excitation, la décharge prend l'aspect d'un filament lumineux ($p_o \simeq 40$ Torr) stationnaire qui serpente autour de l'axe du tube ; la mesure de ces fréquences montre que certains des modes acoustiques de la cavité que constitue le tube à décharge sont ainsi excités, le plasma prenant

la forme qui donne au tube la résistance minimum (on montre que cette dernière condition est réalisée lorsque le filament a la même répartition spatiale que le mode excité).

3-2 - Modulation de la température électronique du plasma

La modulation de la température électronique d'un plasma est évidemment réalisée au moment de l'extinction de ce plasma. On remarquera que lorsqu'une décharge cesse d'être entretenue, la densité et la température électroniques décroissent. Mais cette dernière quantité varie beaucoup plus vite que l'autre ; puisque, comme nous l'avons vu, le terme source des ondes acoustiques fait intervenir la dérivée temporelle des variables, il faut s'attendre à ce que les variations de T_e soient beaucoup plus efficaces pour exciter des ondes acoustiques que celles de n_e.

L'excitation d'ondes acoustiques lors de l'extinction de tubes à décharges a été observée de nombreuses fois et de façon fortuite : par la modulation imposée 1) à la lumière de recombinaison du plasma[13] 2) à l'émission stimulée d'un laser[14],[15] 3) aux résonances de Tonks-Dattner d'un tube à décharge[16] ou encore 4) à des signaux hyperfréquence utilisés pour sonder une post-décharge[17].

Nous montrerons par la suite comment cet effet peut être mis en évidence simplement.

3-3 - Excitation due à la recombinaison des électrons et des ions dans une post-décharge.

Nous venons de voir que l'extinction d'un plasma produit une onde acoustique. Cette onde s'amortit progressivement à cause des pertes d'énergie dues à la viscosité et à la conductivité thermique du gaz ; cet amortissement peut être très rapide lorsque, ce qui est la règle la plus générale, le plasma est produit dans un tube de dimensions relativement petites devant la longueur d'ondes de signaux acoustiques d'une fréquence de quelques kHz.

Après l'extinction de l'excitation du plasma, la température électronique tend très vite vers celle des neutres. Les échanges d'énergie entre les gaz d'électrons et de neutres deviennent alors nuls ($H_o = 0$) et ne tendent plus à compenser l'amortissement.

Néanmoins, ces plasmas avec lesquels on observe l'excitation d'ondes acoustiques sont généralement créés à des pressions relativement élevées pour lesquelles le processus dominant de pertes d'électrons est, dans la post-décharge, la recombinaison. Il faut alors reprendre une remarque déjà faite et qui est la suivante : dans une zone de compression de l'onde acoustique, il y a à la fois plus d'électrons et d'ions que dans une zone de dépression de cette onde. Il en résulte un plus grand nombre de recombinaisons, chacune produisant un neutre. On a alors $Q \neq 0$: on injecte du gaz neutre en phase avec l'onde acoustique et le nombre ξ que nous avons précédemment défini est un nombre réel dont la valeur peut être calculée sans difficulté.

Le nombre de recombinaisons (égal au nombre d'électrons perdus) est égal à $\alpha_R N_e^2$ où α_R est le coefficient de recombinaison du plasma. La perturbation par l'onde acoustique permet d'écrire :

$$Q = m_n (2 \alpha_R n_e N_e) = 2\alpha N_e^2 \frac{n_n}{N_n} m_n = \frac{2\alpha_R}{\gamma} N_e^2 \frac{p}{p_o} m_n \qquad (36)$$

et donc

$$\xi = \frac{2 \alpha_R m_n N_e^2}{\gamma p_o}$$

Il est à remarquer que ξ est, à travers N_e, une fonction du temps. Nous supposerons que ξ varie plus lentement que p, c'est-à-dire que la période de l'onde est beaucoup plus petite que le temps de décroissance de la densité (on vérifiera par la suite qu'il en est bien ainsi dans les expériences citées en références). Dans ces conditions $\partial Q/\partial t \simeq i\omega\xi p$ et la relation (11) montre qu'alors (en négligeant $\nabla^2 Q$ qui n'apporte rien d'essentiel pour ce qui nous concerne)

$$k^2 \simeq \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - i \frac{\omega \ell_v'}{c} - i(\gamma - 1) \frac{\omega \ell_h}{c} + i \frac{2\alpha_R m_n c^2 N_e^2}{\omega \gamma p_o} \right] \qquad (37)$$

Comme il fallait s'y attendre, les recombinaisons en volume diminuent l'amortissement de l'onde. Il est instructif de chiffrer cet effet. Le rapport r entre

le terme d'amplification et les termes d'amortissement est donné par :

$$r \simeq \frac{\alpha_R \, m_n \, c^3 \, N_e^2}{\omega^2 \gamma \, p_o \, \ell_v'} \qquad (38)$$

Nous verrons, par la suite, que ℓ_v' est, pour un gaz donné, fonction de sa pression seulement et peut être écrit sous la forme suivante :

$$\ell_v' = \frac{2\pi}{c} \frac{d_o^2}{p_o} \qquad (39)$$

où d_o est un nombre qui ne dépend que de la nature du gaz. Le rapport r est donc donné par :

$$r \simeq \frac{m_n \, \alpha_R \, c^4 \, N_e^2}{2\pi\gamma \, \omega^2 \, d_o^2}$$

Dans le cas du néon, où $\alpha_R \simeq 2.10^{-7}$ cm^3 sec^{-1}, $r = 2.10^{-14} N_e^2 f^{-2}$, f étant la fréquence de l'onde acoustique. Pour un plasma ayant une densité de l'ordre de 3.10^9 cm^{-3} et avec f = 1 kHz, $r \simeq 0.2$. La Figure 1.2 donne les variations de r en fonction de f pour différentes valeurs de la densité.

L'effet d'amplification dû à la recombinaison est donc loin d'être négligeable, même pour des plasmas couramment rencontrés au laboratoire. Néanmoins, il est à remarquer que son action sur l'onde acoustique ne dure de façon appréciable que pendant une partie de la post-décharge, celle évidemment pour laquelle la densité électronique est la plus élevée.

Nous avons implicitement supposé que l'onde acoustique plane se propage dans un plasma de dimensions infinies. Le calcul peut être repris dans le cas des plasmas de laboratoire où onde et plasma sont produits dans des volumes finis de gaz limités par des parois solides (Appendice A.1).

- Remarques -

1/- L'extinction d'un plasma excite donc une onde acoustique à cause de la variation rapide de température électronique qui lui fait suite. L'amortissement de cette onde dû à la viscosité et à la conductivité thermique du gaz est partiellement compensé par l'injection de gaz neutre. Pour des valeurs assez élevées de la densité, il est concevable que cette seule réinjec-

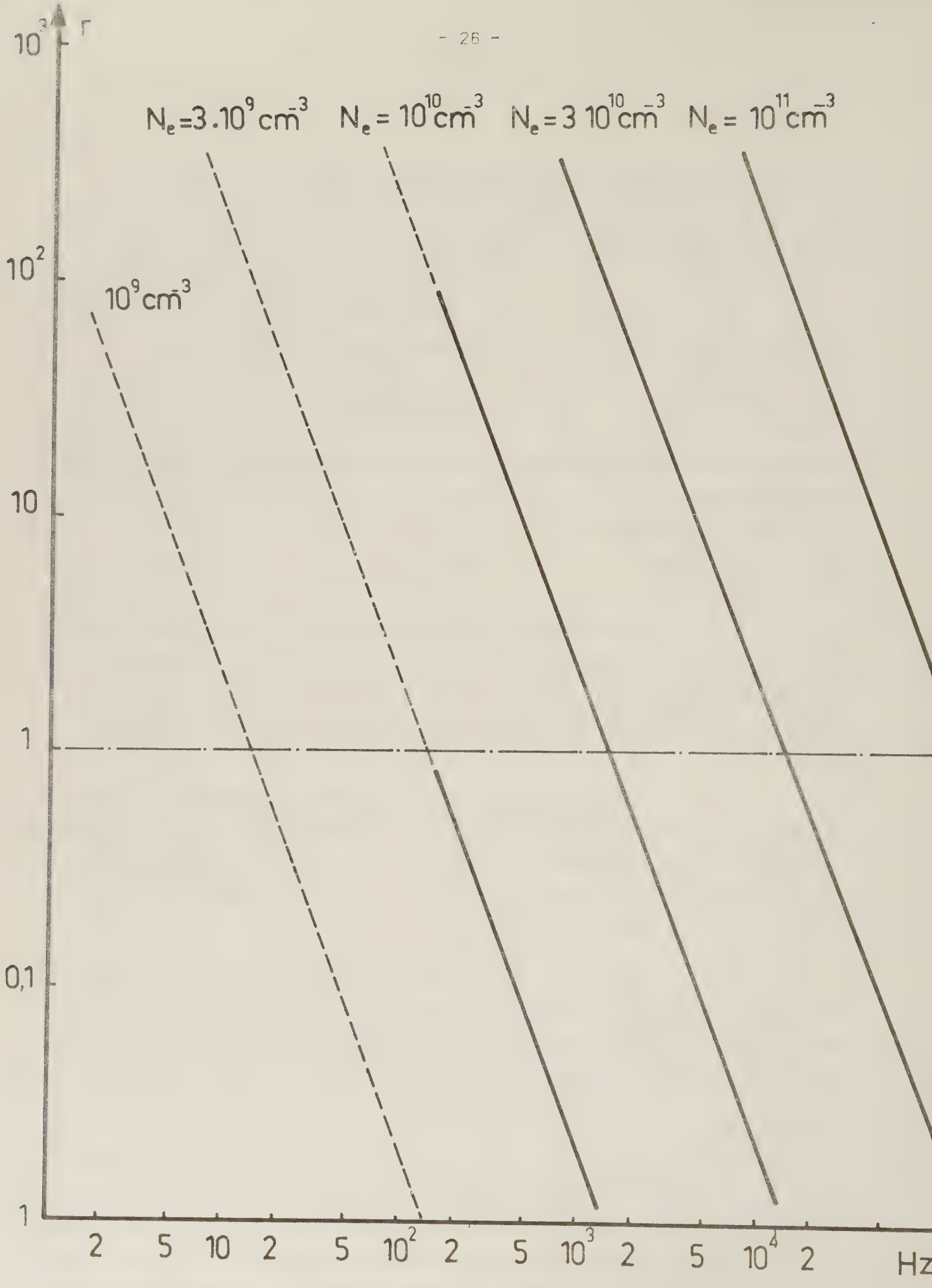


FIGURE 1-2 - Rapport entre le coefficient d'amplification et le coefficient d'amortissement pour différentes densités d'électrons.

tion de neutres puisse assurer une croissance de l'amplitude de l'onde (au moins au début de la post-décharge).

2/- Nous avons négligé la variation de température électronique τ_e associée à l'onde acoustique. On sait que le coefficient de recombinaison dépend de la température des constituants[18] ; on peut en tenir compte dans le calcul de Q et on trouve :

$$Q = m_n N_e^2 \left[\frac{\partial \alpha_R}{\partial T_e} \tau_e + 2\alpha_R \frac{n_e}{N_e} \right]$$

soit encore, à l'aide de (30) :

$$Q = m_n n_e N_e \left[(\gamma_e - 1) \frac{\partial \alpha_R}{\partial T_e} T_e + 2\alpha_R \right] \qquad (40)$$

Supposons que α_R varie en fonction de T_e suivant la loi $\alpha_R = a T_e^{-S}$; dans ces conditions (40) s'écrit :

$$Q = 2 m_n n_e N_e \alpha_R \left[1 - \frac{S}{2} (\gamma_e - 1) \right] \qquad (41)$$

Pour une compression isotherme, on retrouve évidemment (35). Pour S >> 1, Q est en opposition de phase avec n_e, c'est-à-dire avec p et il en résulte donc un amortissement supplémentaire de l'onde acoustique ; on se rapproche alors du cas de l'instabilité de recombinaison décrit par d'Angelo[19].

Le processus physique qui est à l'origine de cette dernière instabilité est le suivant : une compression du gaz d'électrons augmente la température électronique, diminue de ce fait le coefficient de recombinaison et tend donc à maintenir une densité d'électrons plus élevée qu'en l'absence de perturbation ; le contraire ayant lieu dans une zone de dépression du gaz d'électrons on accroît ainsi le déséquilibre initial de densité[†]. Celui-ci peut être créé par une onde acoustique qui reçoit alors dans une zone de compression une masse Q_o de gaz neutre moins importante qu'elle ne serait si le coefficient de recombinaison était indépendant de T_e, l'inverse ayant lieu dans une zone de dilatation. L'effet de réduction de l'amortissement dû aux recombinaisons est amoindri par ce processus ainsi que le montre (41).

[†] Le taux de recombinaison est proportionnel à la densité électronique, ce qui tend à contrebalancer l'effet des variations de α avec T_e et à limiter le déséquilibre de densité.

Si α_R dépend fortement de T_e, il peut arriver que l'injection de gaz soit en opposition de phase avec l'onde acoustique. Dans ce cas, on tend à faire croître l'instabilité de recombinaison au détriment de l'onde acoustique qui est donc amortie par la présence du plasma ; ainsi que le montre (41) il suffit pour cela que $S > 2/(\gamma_e - 1)$.

L'instabilité de recombinaison n'est pas, en elle-même, propagative. Si l'onde acoustique est initialement stationnaire, l'instabilité se développe en place avec la même configuration que cette onde. Dans une propagation en milieu infini elle accompagne la fluctuation de pression du mode acoustique.

Une telle instabilité est amortie par conduction thermique du gaz d'électrons ; elle l'est également par amortissement Landau lorsque l'onde se propage, sa vitesse de propagation étant alors voisine de la vitesse d'agitation thermique des constituants du plasma.

L'énergie de l'onde acoustique passe ainsi en partie dans les gaz de particules chargées avant de se retrouver sous forme d'énergie d'agitation thermique des neutres.

Lorsque la recombinaison est radiativo-collisionnelle, on a [20] $S = 4.5$ et (41) montre que, hormis le cas d'une compression isotherme ou quasi-isotherme des électrons, l'onde acoustique est effectivement amortie au profit de l'instabilité de recombinaison ; ce type de recombinaison se rencontre, par exemple, pour des densités électroniques de l'ordre de 10^{13} à 10^{14} cm^{-3} et des températures de quelques milliers de degrés, ou moins, dans de l'argon [21] . On le rencontre également, même pour des densités beaucoup plus faibles (10^9 à 5.10^{11} cm^{-3}) dans le cas de l'hélium [22].

La Figure 1.3 donne, en fonction de la fréquence de l'onde, les variations du terme r_o défini comme étant le rapport de la somme des amortissements dus au gaz (A_g) et à la recombinaison (A_R) à celui dû au gaz seul ($r_o = (A_g + A_R)/A_g$) ; elle montre que cet amortissement dû à l'instabilité de recombinaison peut être considérablement plus grand que celui dû à la viscosité et à la conductivité thermique du gaz et ceci bien que α_R soit petit (quelques 10^{-10} cm^3 sec^{-1}).

Pour des densités électroniques plus faibles, la recombinaison est dissociative. Dans le cas du Néon[23] $S \simeq 0.5$ et le terme entre parenthèses dans (41) est positif et égal à 5/6 pour une compression adiabatique. Néanmoins, il est à noter que dans ce type de recombinaison on injecte non pas un mais deux neutres et qu'en conséquence (41) est à multiplier par 2. L'onde acoustique n'est pas amortie par l'instabilité de recombinaison et les résultats de la Figure 1.2 sont applicables après multiplication par un facteur 5/3.

3-4 - Excitation par une sonde électrostatique

Une sonde électrostatique disposée dans un plasma collecte des particules chargées quel que soit le potentiel V qui lui est appliqué. Elle s'entoure d'une gaine qui assure la transition entre V et le potentiel de plasma V_p, gaine dont l'épaisseur dépend de $V_o = V - V_p$. Pour des pressions de quelques Torrs les particules prélevées dans le plasma effectuent des collisions sur le gaz neutre dans la gaine auquel elles cèdent une partie de leur énergie.

Si donc on module la tension V appliquée à la sonde on module à la fois les dimensions de la gaine et l'énergie qui est transférée dans celle-ci aux neutres, c'est-à-dire H au sens où cette quantité a été précédemment définie. L'excitation d'ondes acoustiques par la modulation de V est en conséquence possible.

On a ainsi réalisé une source monopolaire dont les caractéristiques d'émission peuvent être calculées, compte tenu d'éventuelles conditions aux limites, à l'aide de la fonction de Green correspondante. Deux sondes disposées côte à côte et convenablement excitées constituent une source dipolaire, quatre sondes une source quadripolaire etc.

Il est instructif de comparer l'effet des électrons à celui des ions dans ce processus d'excitation d'ondes acoustiques. Supposons que le potentiel appliqué soit attractif pour les particules du type t (t ≡ électrons ou t ≡ ions). Au cours d'un choc contre un neutre une particule t cède la fraction m_t/m_n de son énergie à ce neutre ; à la traversée de la gaine elle reçoit du champ électrique qui y règne l'énergie eV_o dont elle cède aux neutres la fraction $(s/s+1)\ (m_t/m_n)$ où s est le nombre total de chocs effectués au cours de la traversée. L'énergie fournie par une particule au gaz de neutres par unité de volume est donc :

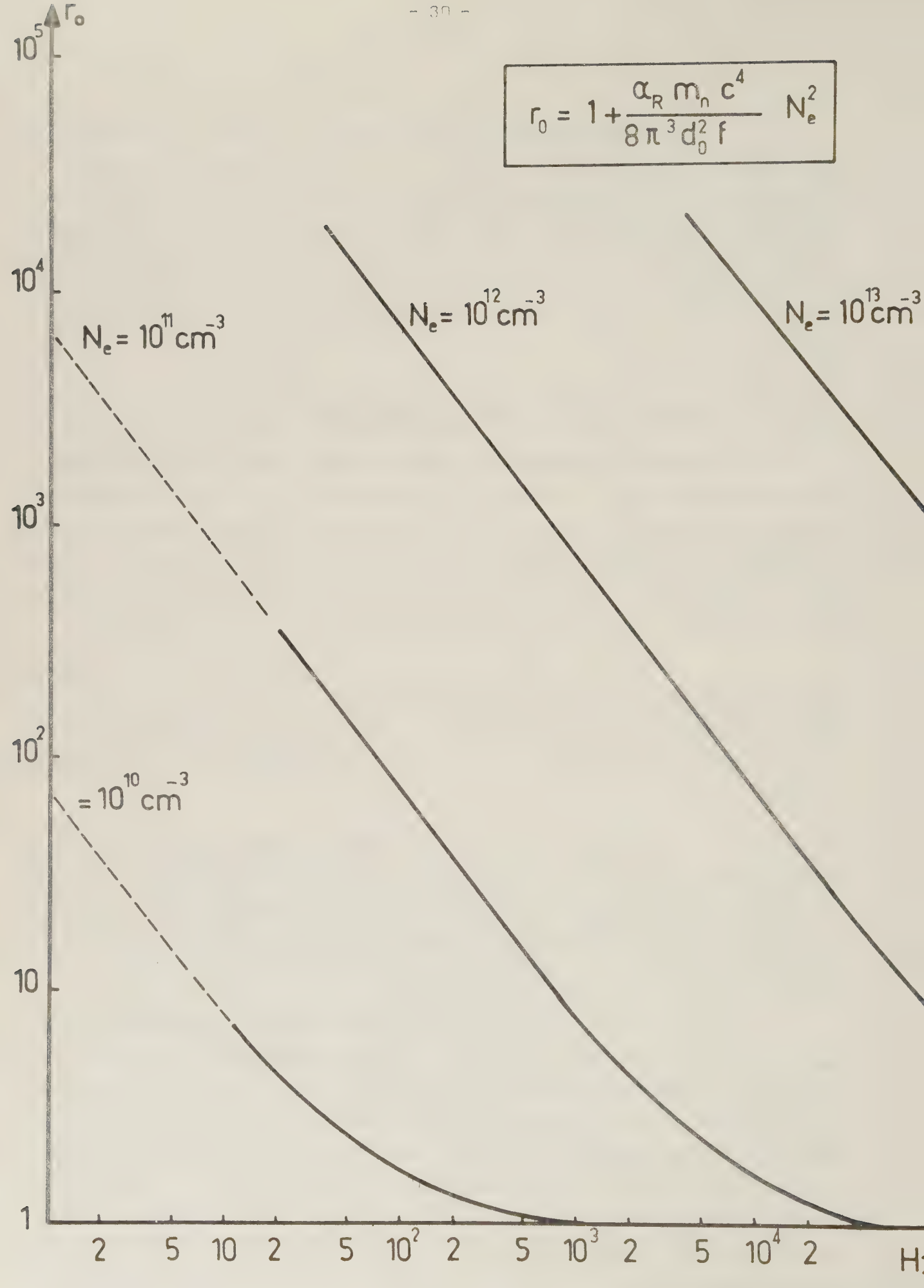


FIGURE 1-3 - Rapport entre la somme des amortissements dus au gaz et à la recombinaison à celui dû au gaz seul

$$E_o = (eV_o + A_o) \frac{s}{s+1} \frac{m_t}{m_n} \cdot \frac{1}{d_g} \qquad (42)$$

où A_o est l'énergie initiale de la particule et d_g l'épaisseur de la gaine.

Le nombre de particules qui franchissent la lisière par unité de surface et de temps est $n_t \bar{v}_t/4$, n_t et $\bar{v}_t$ désignant la densité et la vitesse moyenne des particules t dans le plasma à la lisière de la gaine ; le produit de cette quantité par E_o fournit alors l'énergie H_o cédée par seconde dans le volume de la gaine au gaz des neutres.

Calculons le rapport de H_o pour les électrons à celui pour les ions ; on a :

$$\frac{H_{oe}}{H_{oi}} = \frac{eV_o + A_{oe}}{eV_o + A_{oi}} \cdot \frac{m_e}{m_n} \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i} \qquad (43)$$

expression dans laquelle on a supposé que s >> 1 pour les électrons et les ions (on calcule par exemple s ≃ 50 pour des électrons d'énergie initiale de 2 eV). On sait[27] que l'on a $A_{oi} \simeq A_{oe}$ et donc $\bar{v}_e/\bar{v}_i \simeq (m_i/m_e)^{1/2}$; (43) peut de ce fait s'écrire :

$$\frac{H_{oi}}{H_{oe}} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \qquad (44)$$

Ceci montre que l'énergie cédée par les ions aux neutres dans la gaine pour $V < V_p$ est beaucoup plus grande (au moins 280 fois pour l'argon) que celle cédée par les électrons. Pour $V > V_p$ tous les ions sont repoussés et seuls les électrons assurent un transfert d'énergie aux neutres.

Néanmoins ce sont les variations de H imposées par la modulation de V qui sont susceptibles d'exciter des ondes acoustiques. On sait que pour $V < V_p$ le courant ionique est généralement une fonction lentement variable de V alors que le courant électronique en dépend fortement ; ceci compense au profit des électrons leur moindre efficacité à céder de l'énergie aux neutres (44).

Ce n'est donc qu'après un enregistrement de caractéristique de sonde qu'il sera possible de prévoir l'effet comparé des deux types de particules en fonction de V.

Le volume de gaz qui génère des ondes acoustiques est toujours petit, de même que l'énergie qui est fournie au gaz neutre est faible (on aura dans un cas très favorable $H_o \sim 10^{-2}$ W) ; il faut donc s'attendre à des niveaux sonores excités peu importants.

4 - THEORIE HYDRODYNAMIQUE DE L'AMPLIFICATION

Au paragraphe 2-1 nous avons utilisé les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement des électrons, des ions et des neutres (dont les mouvements sont couplés par les collisions et le champ électrique microscopique) pour mettre en évidence le fait que les fluctuations relatives de ces trois types de particules sont égales et en phase. Ceci nous a permis de montrer que les conditions d'amplification (à tout le moins de réduction de l'amortissement) sont réunies dans le cas du plasma indéfini considéré.

Un tel calcul repose sur l'hypothèse que la fluctuation de pression de l'un quelconque des trois gaz en présence ne dépend que de la perturbation de densité de ce gaz ; nous allons maintenant le reprendre en tenant compte des échanges d'énergie entre les électrons et les neutres[†] mais en négligeant, pour simplifier, l'amortissement de l'onde produit par viscosité et conductivité thermique . Nous suivrons la méthode utilisée par U.Ingard et M. Schultz (1967) en l'appliquant au cas d'un plasma soumis à un champ électrique continu E qui, de par sa présence, impose aux particules chargées des vitesses de dérive U_e et U_i (nous supposons toujours que $U_n = 0$).

On s'intéresse à la propagation dans un plasma infini d'ondes planes variant en exp i (ωt - kx) et aux perturbations supposées petites qu'elles imposent aux particules de ce plasma. Le but du calcul est évidemment de déterminer l'équation de dispersion correspondante et plus précisément de montrer s'il y a ou non amplification de l'onde. Le système d'équations linéarisées qui régit cette propagation est le suivant

- équations de conservation du nombre de particules

$$\begin{aligned} \omega n_n - k n_n u_n &= 0 \\ \omega n_e - k n_e u_e &= 0 \\ \omega n_i - k n_i u_i &= 0 \end{aligned} \qquad (45)$$

[†] on néglige les échanges entre les électrons et les ions d'une part, les ions et les neutres d'autre part.

où l'on a posé

$$\omega' = \omega - k U_e$$

$$\omega'' = \omega - k U_i \qquad (46)$$

- équations de conservation de la quantité de mouvement :

$$i\omega u_n = i \frac{k}{m_n N_n} p = 0$$

$$i\omega' u_e - i \frac{k}{m_e N_e} p_e = - \frac{q}{m_e N_e} (N_e e + n_e E) + \nu_{en}(u_n - u_e) + \frac{n_e}{N_e} \nu_{en} U_e \qquad (47)$$

$$i\omega'' u_i - i \frac{k}{m_i N_i} p_i = \frac{q}{m_i N_i} (N_{ie} + n_i E) + \nu_{in}(u_n - u_i) + \frac{n_i}{N_i} \nu_{in} U_i$$

- équations de conservation de l'énergie

$$i\omega m_n N_n c_v \tau - ikN_n (k_B T) u_n = dH_o$$

$$i\omega' m_e N_e c_{ve} \tau_e - ik N_e (k_B T_e) u_e = - dH_o \qquad (48)$$

$$i\omega'' m_i N_i c_{vi} \tau_i - ik N_e (k_B T_i) u_i = 0$$

où k_B est la constante de Boltzmann et dH_o la perturbation de l'énergie fournie par les électrons aux neutres.

- équation de Poisson

$$i k e = \frac{q}{\varepsilon_o} (n_i - n_e) \qquad (49)$$

- équations d'état

$$p = \gamma (k_B T) n_n + N_n (k_B \tau)$$

$$p_e = \gamma_e (k_B T_e) n_e + N_e (k_B \tau_e) \qquad (50)$$

$$p_i = \gamma_i (k_B T_i) n_i + N_i (k_B \tau_i)$$

On a négligé, pour simplifier le calcul, les variations de la quantité de mouvement des neutres causées par les collisions que ceux-ci effectuent avec les particules chargées du plasma (la fréquence de telles collisions est au plus de quelques hertz pour un plasma d'argon ayant une densité de 10^{12}

cm^{-3}). De la même manière il n'a pas été tenu compte de collisions telles que ν_{ei} et ν_{ie} qui sont négligeables devant ν_{en} et ν_{in}.

Les vitesses de dérive électronique U_e et ionique U_i sont reliées au champ E par les relations classiques suivantes :

$$U_e = \frac{qE_o}{\nu_{en}\, m_e}$$

$$U_i = \frac{-qE_o}{\nu_{in}\, m_i} \qquad (51)$$

relations qui permettent d'éliminer ce champ E dans les équations (47).

Nous avons précédemment donné en (25) une expression de H_o à partir de laquelle on a calculé en (31) que :

$$dH_o = \frac{\partial H_o}{\partial N_e} n_e + \frac{\partial H_o}{\partial N_n} n_n + \frac{\partial H_e}{\partial T_e} \tau_e = H_o \left[\frac{n_n}{N_n} + \frac{n_e}{N_e} + \left(\frac{3}{2} + a\right) \frac{\tau_e}{T_e} \right] \qquad (52)$$

avec :

$$a = \frac{T_e}{<\sigma>} \cdot \frac{\partial <\sigma>}{\partial T_e} = \frac{\partial (\mathrm{Log} <\sigma>)}{\partial (\mathrm{Log}\ T_e)}$$

Le système d'équations (45) à (50) associé à (51) et (52) est complet et il est possible de le ramener à trois équations homogènes des variables de vitesse

$$A\, u_n + B\, u_i + C\, u_e = 0$$

$$D\, u_n + E\, u_i + F\, u_e = 0$$

$$G\, u_n + H\, u_i + I\, u_e = 0$$

les coefficients A, B, ..., I faisant intervenir la fréquence des différentes collisions considérées, les paramètres du plasma, la fréquence de l'onde et les vitesses de dérive des particules chargées.

La résolution de ce système est classique et permet de déterminer l'équation de dispersion des ondes acoustiques, c'est-à-dire k en fonction de ω. Néanmoins, la relation ainsi obtenue n'est pas d'expression simple ; aussi pour illustrer ce calcul, allons-nous d'abord supposer que l'énergie cédée par

les électrons aux neutres dans une période de l'oscillation acoustique est petite devant leur énergie totale.

4-1 - Etude du cas où le transfert d'énergie aux neutres dans une période acoustique est faible devant l'énergie électronique totale

Lorsque cette condition est satisfaite on calcule l'équation de dispersion des ondes acoustiques et l'on trouve :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \frac{\zeta}{\omega t_o}\,\frac{(A-1) + \upsilon(A-3)}{(1+\upsilon)^2 + \zeta^2} + i\,\frac{1}{\omega t_o}\,\frac{A(A+\upsilon)^2 - \zeta^2}{(1+\upsilon)^2 - \zeta^2}\right] \qquad (53)$$

où $A = 3 + 2a/3$

$$\zeta = \frac{\gamma_e}{\gamma}\,\frac{N_e}{N_n}\,\frac{T_e}{T_n}\,\frac{\omega}{\Omega_n}$$

$$\Omega_n = \nu_{ne} + \nu_{ni} \qquad (54)$$

$$\upsilon = \frac{\gamma_e - 1}{\gamma - 1}\,\frac{\omega}{\omega' t_o \Omega_n}$$

$$\frac{1}{t_o} = (\gamma - 1)\,\frac{H_o}{\rho c^2}$$

La relation (53) montre que la vitesse de phase de l'onde est plus élevée qu'en l'absence de plasma et qu'elle est donnée par

$$c^2 = c_o^2\left[1 + \frac{\zeta}{\omega t_o}\,\frac{(A-1) + \upsilon(A-3)}{(1+\upsilon)^2 + \zeta^2}\right] \qquad (55)$$

où c_o est la vitesse de l'onde en l'absence de plasma mais à la même température de gaz neutre qu'avec celui-ci.

Cette même relation (53) contient un terme imaginaire avec un signe tel qu'il y ait amplification de l'onde dans le cours de sa propagation. On retrouve un résultat déjà obtenu au début de ce chapitre.

Il ne faut pas oublier que dans un tel calcul les facteurs de perte de l'onde (viscosité, conduction de la chaleur) ont été omis. Nous verrons

au Chapitre II que l'amortissement qui serait ainsi introduit est faible ; il serait donc possible d'en tenir compte dans (53) en y soustrayant ces pertes, c'est-à-dire d'après (12), $\omega \ell'_v/c + (\gamma-1)\, \omega \ell_h/c$.

Pour une vitesse de dérive beaucoup plus grande que la vitesse du son, $\upsilon \to 0$ et (53) s'écrit alors :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{A-1}{\omega t_o} \cdot \frac{\zeta}{1+\zeta^2} + i \frac{1}{\omega t_o} \frac{A - \zeta^2}{1 + \zeta^2} \right] \qquad (56)$$

qui est la relation obtenue par Ingard et Schultz dans l'hypothèse d'un gaz d'électrons isotherme[†] . Leurs différents résultats sont donc applicables au cas que nous avons envisagé.

On peut ainsi montrer en particulier[(24)] que les électrons les ions et les neutres oscillent en phase dans l'onde tant que ζ reste une quantité petite devant 1, les variations relatives de densité des trois types de particules étant par ailleurs égales; c'est ce à quoi le calcul simple du paragraphe 2-1 avait abouti.

Le facteur ζ est, aux fréquences acoustiques utilisées dans cette étude un facteur petit ; on peut en effet, en utilisant la relation entre ν_{jk} et ν_{kj} définie au paragraphe 2-1, exprimer ζ sous la forme

$$\zeta = \frac{3}{5}\, \gamma_e \frac{T_e}{T_n} \frac{\omega}{\frac{m_e}{m_n} \nu_{en} + \nu_{in}} \qquad (57)$$

Dans le cas de l'argon $m_n/m_e = 8.10^4$. On sait que $\nu_{en} \simeq 5.10^9 p_o$ et l'on déduit de la valeur de la mobilité de l'ion A^+ dans son gaz d'origine que $\nu_{in} \simeq 2.10^7\, p_o$ (p_o en Torr). Pour une température électronique de 2.10^4 °K et une température de gaz neutre de 300°K on calcule[††] à l'aide de (57) que :

$$\zeta \simeq \frac{2\gamma_e}{p_o}\, 10^6\, \omega \qquad (58)$$

[†] Cette identité est bien normale puisque dans le cas d'un gaz d'électrons isotherme la condition de validité de (53) est satisfaite et qu'alors $\gamma_e = 1$ (qui entraîne aussi à $\upsilon = 0$).

[††] Il est facile de vérifier que les collisions électron-neutre ont une influence négligeable sur la valeur de ζ.

Aux pressions les plus basses auxquelles nous avons pu fonctionner (quelques Torr) on a bien $\zeta << 1$.

Si ζ n'était pas négligeable, on observerait un déphasage entre particules chargées et neutres de l'ordre $\zeta/1+\zeta^2$, l'amplitude de l'oscillation des électrons et des ions décroissant comme $1+\zeta^2$. Ce déphasage[†] a pour effet de réduire le facteur d'amplification de l'onde puisque le transfert d'énergie maximum des électrons aux neutres n'a plus lieu au point de condensation maximum du gaz neutre ; c'est d'ailleurs ce que montre la relation (56).

On remarquera que la vitesse de propagation de l'onde qui peut être calculée à l'aide (55) diffère très peu de celle obtenue en l'absence de plasma, au moins pour les expériences qui nous concernent (ζ est alors une quantité petite).

Nous allons maintenant revenir sur l'hypothèse qui est à l'origine de (53), à savoir que les électrons cèdent aux neutres une quantité d'énergie négligeable devant leur énergie totale dans le temps d'une oscillation acoustique. Cette hypothèse tombe évidemment en défaut si les électrons et l'onde acoustique se déplacent à la même vitesse ou à une vitesse voisine (dans un référentiel lié aux électrons la période de l'oscillation tend vers l'infini) mais elle est fondée si ces deux vitesses sont très différentes et la fréquence pas trop basse. Lorsque la vitesse de dérive est nulle, la relation (53) n'est donc applicable qu'à fréquence élevée.

On peut vérifier que le terme t_o défini dans (54) est homogène à un temps ; par définition $Ht_o = (\gamma-1)\rho c^2 = 2.5\ N_n(kT)$. Si on admet que le gaz neutre est en équilibre de température avec le milieu environnant, t_o est donc le temps nécessaire pour que les électrons communiquent aux neutres 2.5 fois leur énergie d'agitation thermique ; t_o est plus grand qu'une dizaine de millisecondes[††].

Ceci étant, l'hypothèse qui conduit à (53) peut s'écrire $H/|\omega'| << N_e\ kT_e$, c'est-à-dire, en remplaçant H par sa valeur en fonction de t_o et ρc^2

$$|\omega'|\ t_o >> \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{N_n}{N_e}\cdot\frac{T_n}{T_e} \qquad (59)$$

[†] Le déphasage entre les électrons et les ions est négligeable; il est de l'ordre du produit par ζ de $(\nu_{in}/\omega)\ (\omega/\omega_{pi})^2$ où ω_{pi} est la fréquence plasma des ions ($\omega_{pi} \simeq 10^7$ pour $N_e = 10^{16}\ m^{-3}$).

[††] Si P est la puissance communiquée aux électrons dans le volume du plasma (on néglige les pertes d'énergie au voisinage des électrodes) on a $Pt_o = 2.5\ N_n(kT)V$ où V est le volume de plasma. Pour $P \simeq 50$ W, $T_n \simeq 300$ °K on calcule $\omega_{pi}^{-1} \simeq 10$ Torr et $t_o \simeq 10^{-2}$ sec à 1 Torr dans un litre de plasma.

Pour un plasma ordinaire à quelques Torr avec une densité $N_e \simeq 10^{10}$ cm^{-3} et $T_n/T_e \simeq 10^{-2}$ on trouve $\omega' t_o >> 10^5$. La vitesse de dérive électronique dans un tube à décharge étant de quelques 10^6 cm/sec le rapport U_e/c est de l'ordre de 10^2 et la relation (59) est satisfaite pour $\omega >> 10^4$ (radians/seconde) ; pour un plasma produit par un rayonnement électromagnétique ($U_e = 0$) on aurait[††] $\omega >> 10^6$.

4-2 - Etude du cas général

Ainsi que nous l'avons déjà signalé l'équation de dispersion la plus générale n'est pas d'expression simple ; elle montre néanmoins que le vecteur d'onde contient un terme imaginaire et que donc l'onde est soit amortie, soit amplifiée.

Le calcul numérique de ce terme a été effectué pour un plasma tel que $N_n/N_e \simeq 10^6$, $T_e/T_n \simeq 10^4$, $\omega = 10^4$, $\nu_{en} t_o = 10^8$, $\nu_{in} t_o = 10^6$. La Figure 1-4 montre le résultat de ce calcul en fonction de U_e/c pour différentes valeurs de t_o et pour $\underline{k}\,\underline{U}_e > 0$ et $\underline{k}\,\underline{U}_e < 0$.

On remarque que k_i tend vers une valeur constante et ce pour un rapport U_e/c d'autant plus faible que t_o est plus grand ; ce résultat est conforme à la relation (59) qui elle-même justifie (53).

Pour U_e/c petit, k_i est également petit ; la Figure 1-5 en donne les variations. Pour une vitesse de dérive électronique égale à celle de l'onde $k_i = 0$: l'onde n'est ni amortie ni amplifiée. Lorsque $U_e/c < 1$, et au moins dans un certain domaine de vitesses telles que $\underline{k}.\underline{U}_e > 0$, k_i est négatif.

Compte tenu de ce qui a été dit au paragraphe 4-1, les échanges d'énergie dans une période acoustique entre les électrons et les neutres sont alors importants et il est intéressant d'utiliser le système des équations (45) à (51) pour calculer τ_e. On trouve que :

$$\frac{\tau_e}{T_e} \simeq (\gamma_e - 1)\,\frac{n_e}{N_e}\,\exp - 2i \operatorname{arc\,tg}\left[\frac{N_n}{N_e}\cdot\frac{T_n}{T_e}\cdot\frac{3}{\omega' t_o}\right]$$

Ceci montre que pour ω' grand la température électronique fluctue en opposition de phase avec la perturbation de densité électronique, c'est-à-dire avec l'onde acoustique : les transferts d'énergie des électrons aux neutres sont donc moins importants que pour $U_e/c >> 1$.

[†] En fait la conduction thermique dans le gaz d'électrons intervient pour limiter les gradients de température électronique bien avant de telles valeurs de la fréquence (comparables à la fréquence ν_{ee}).

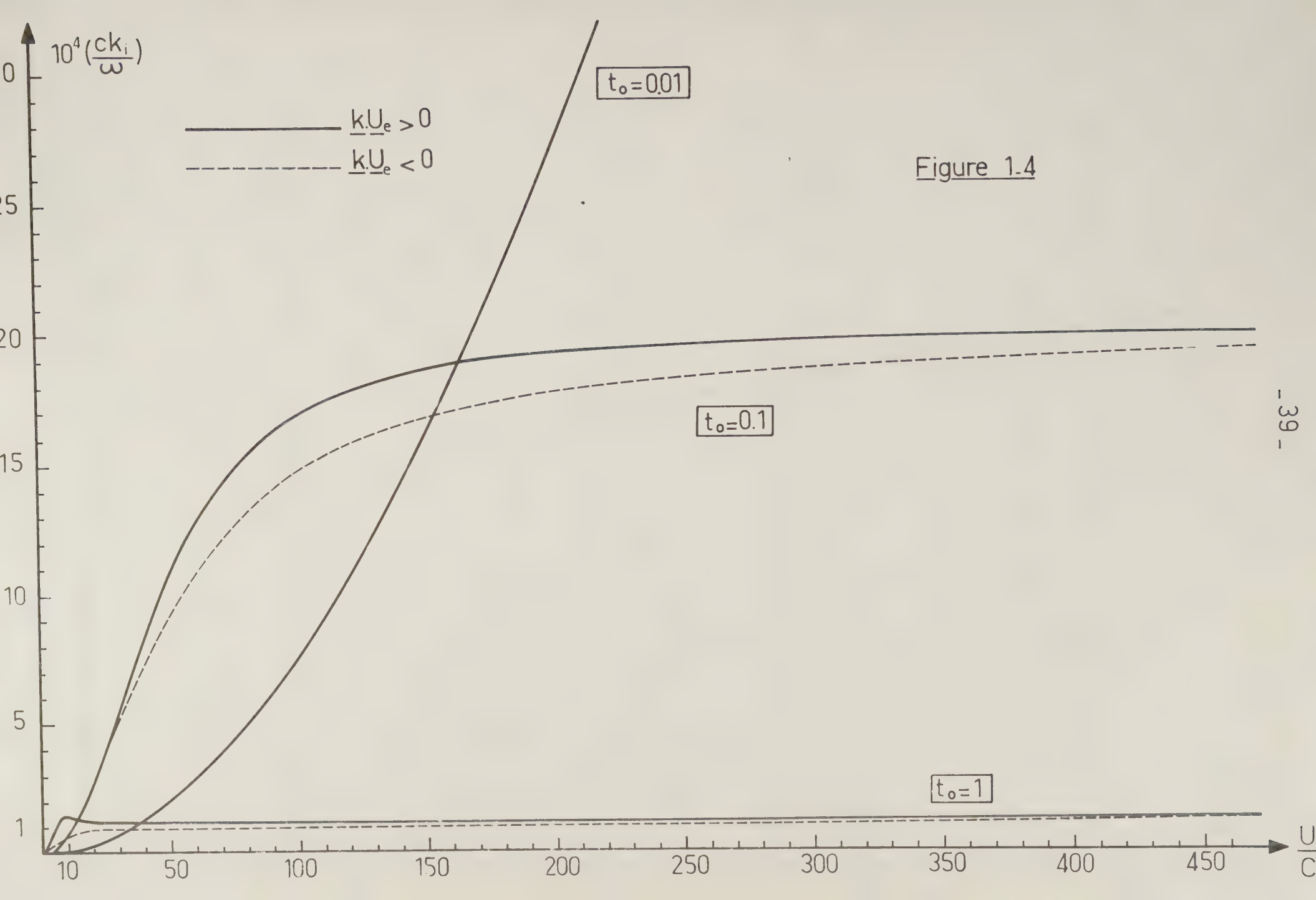

$10^4(\frac{ck_i}{\omega})$
$\underline{k}.\underline{U}_e > 0$
$\underline{k}.\underline{U}_e < 0$
$t_o = 0.01$
$t_o = 0.1$
$t_o = 1$
0
25
20
15
10
5
1
10
50
100
150
200
250
300
350
400
450
$\frac{U}{C}$

Figure 1.4

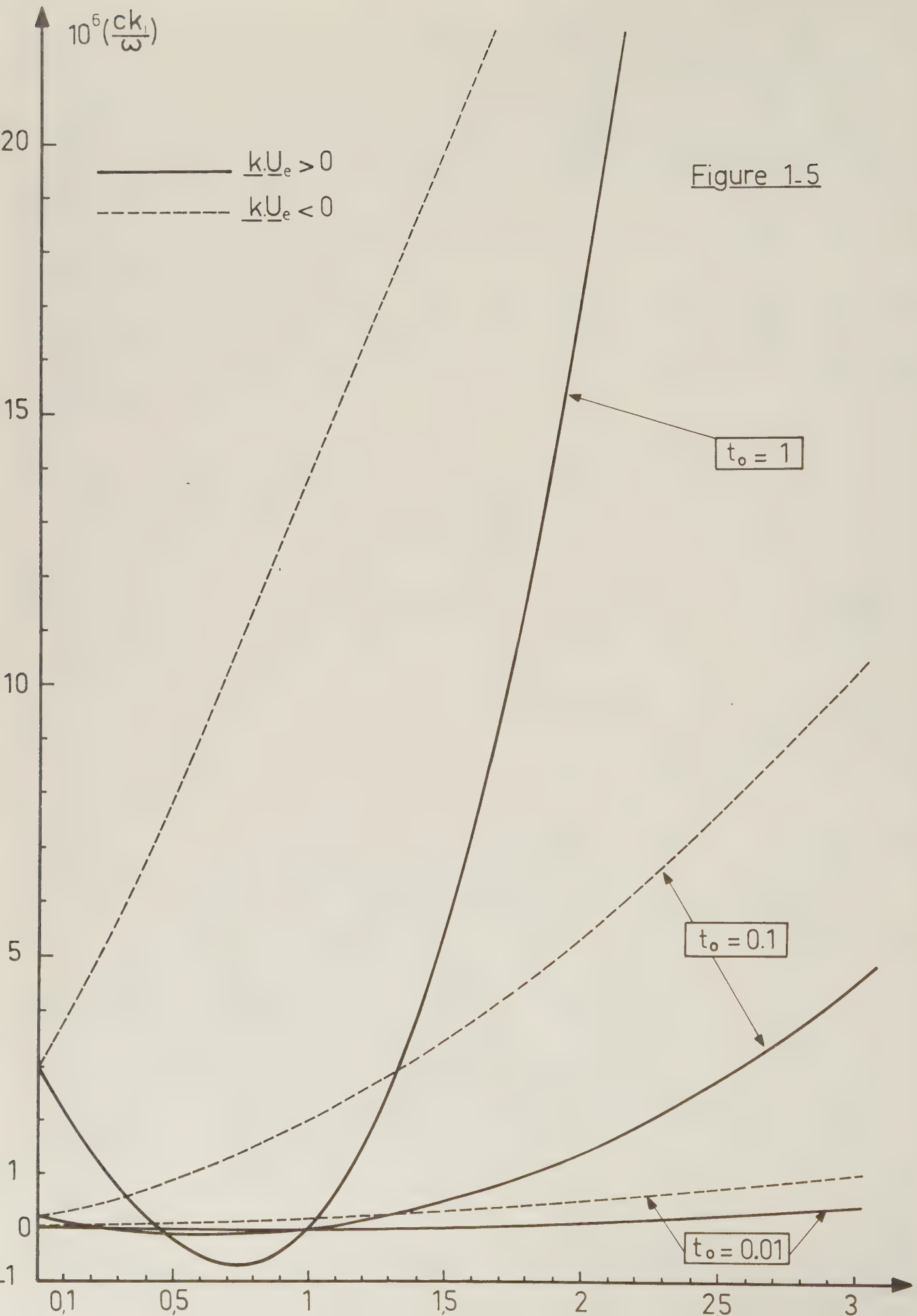

$10^6(\frac{ck_i}{\omega})$
20
15
10
5
1
0
-1
$\underline{k}.\underline{U}_e > 0$
$\underline{k}.\underline{U}_e < 0$
$t_o = 1$
$t_o = 0.1$
$t_o = 0.01$
0,1
0,5
1
1,5
2
2,5
3
U

Figure 1-5

CHAPITRE II

PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES DANS UN GAZ NEUTRE OU IONISE D'EXTENSION FINIE

Le Chapitre I a montré que l'excitation et l'amplification d'ondes acoustiques dans des milieux gazeux réactifs est possible ; nous avons ensuite appliqué ces résultats à la propagation dans un gaz ionisé mais sans tenir compte de la présence de parois, le milieu étant supposé d'extension infinie.

De tels résultats ne peuvent évidemment pas s'appliquer tels quels aux plasmas de laboratoire et de ce fait il y a lieu d'examiner les conditions de propagation d'une onde acoustique en contact avec des parois matérielles. Dans le cas du gaz neutre la théorie est maintenant bien connue[1] ; nous établirons celle concernant un gaz ionisé.

A l'occasion de cette étude, nous serons amenés à réexaminer quelques résultats du précédent chapitre qui ont été obtenus dans le cadre d'hypothèses simplificatrices ; celles-ci étaient nécessaires pour mettre nettement en évidence les effets d'amplification et d'excitation, mais nous ne les conserverons pas toutes, de façon à obtenir maintenant un modèle théorique aussi proche que possible de la réalité.

1 - RESOLUTION DE L'EQUATION DE PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES DANS LES TUYAUX SONORES.

L'équation de propagation d'une onde acoustique en l'absence de terme de source est, nous l'avons vu, de la forme suivante :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = 0 \qquad (1)$$

où p est la variation de pression associée à cette onde et c la vitesse du son donnée par :

$$c^2 = \frac{\gamma k T_n}{M}$$

γ étant le coefficient de compressibilité adiabatique du gaz dans lequel a lieu la propagation de l'onde, T_n sa température et M sa masse moléculaire.

On sait qu'une telle équation de propagation est une approximation au premier ordre d'une expression plus complexe : elle suppose que $p << p_o$, où p_o est la pression non perturbée du gaz, et que les pertes d'énergie y sont négligeables (viscosité et conductivité thermique nulles).

Nous nous attacherons à sa résolution dans le seul cas où l'onde se propage dans un tuyau à section droite circulaire. En supposant que les ondes considérées ont une variation temporelle en exp $i\omega t$, l'expression (1) s'écrit :

$$\nabla^2 p + k^2 p = 0 \qquad (2)$$

où $k^2 = \omega^2/c^2$

La solution de cette équation est bien connue et on trouve, l'axe des x étant porté par celui du tube et la direction de propagation étant celle vers les $x > 0$:

$$p(r,\varphi.z) = p(o)\ (\cos m\varphi \underline{\text{ou}} \sin m\varphi)\ J_m \left[(k^2-\xi^2)^{1/2} r\right]\ e^{-i\xi x} \qquad (3)$$

La présence des parois du tube, supposées parfaitement rigides, impose une condition sur les variations de p en leur voisinage : la vitesse radiale des particules doit y être nulle, c'est-à-dire que l'on doit avoir :

$$J'_m \left[(k^2 - \xi^2)^{1/2}\right] a = 0 \qquad (4)$$

où a désigne le rayon du tube considéré.

On sait que (4) est vérifiée pour une suite infinie de valeurs de $(k^2 - \xi^2)^{1/2}\ a$; soit α_{mn} la (n+1) ième de celles-ci : le Tableau 1 en rappelle les valeurs :

TABLEAU I

n \ m	0	1	2	3
0	0	1.84	3.05	4.20
1	3.83	5.33	6.71	8.02
2	7.02	8.54	9.97	11.35

Cette résolution est formellement identique à celle qui conduit aux ondes électromagnétiques transverses électriques dans les guides cylindriques ; on retrouve ici aussi la structure de modes de propagation et la notion de longueur d'onde de coupure. La seule différence, mais elle est importante, est que le mode m = n = 0 existe dans le cas des ondes acoustiques et que l'on a alors puisque $k^2 - \xi^2 = 0$:

$$p(z,t) = p(o)\, e^{i(\omega t - kx)} \qquad (5)$$

Ce sont des ondes planes (de telles ondes sont exclues dans le cas des ondes électromagnétiques car m = n = 0 entraîne alors, à travers les relations de Maxwell, la nullité de tous les champs).

Ce mode m = n = 0 est le mode fondamental de propagation ; le premier mode d'ordre supérieur à être excité sera celui pour lequel m = 1, n = 0, dont l'équation de propagation est :

$$p(r,\varphi,x,t) = p(o)\cos\varphi\, J_1(1.84\,\frac{r}{a})\, e^{i\left[\omega t - \left(k^2 - (1.84/a)^2\right)^{1/2} x\right]}$$

Dans un tube dont le rayon est de l'ordre de 1 cm, un tel mode se propage dès que la fréquence de l'onde est supérieure à environ 9 kHz, c'est-à-dire pour une fréquence qui se situe bien dans le domaine acoustique

audible. Le mode suivant y est excité pour une fréquence voisine de 15.000 Hz; c'est un mode m = 2, n = 0).

On remarquera que, pour une fréquence donnée, le nombre de modes susceptibles d'être excités est d'autant plus grand que le rayon du tube est lui-même plus grand.

- Cas des tuyaux sonores fermés à chaque extrémité -

Si le tube a une longueur finie et est fermé à chaque extrémité par des parois planes que nous supposerons parfaitement réfléchissantes pour les ondes acoustiques, il y a lieu d'imposer à la solution (3) de l'équation de propagation la condition $\partial p/\partial z = 0$ sur chacune de ces parois.

Si L est la distance entre les deux parois et si l'origine des z est prise sur l'une d'entre elles, cette condition sera satisfaite en choisissant pour p une loi de variations en z de la forme cos ξz, avec $\xi L = \ell\pi$ (ℓ entier, positif ou nul).

On a ainsi réalisé une cavité acoustique qui, pour un choix des valeurs de m, n et ℓ oscille sur la pulsation ω donnée par :

$$\omega^2 = c^2 \left[\frac{\ell^2 \pi^2}{L^2} + \frac{\alpha_{nm}^2}{a^2} \right]$$

Différents types de résonances peuvent se produire :

1/- $m = n = 0$; $\ell \neq 0$: Ce sont les résonances habituelles des tuyaux sonores : des ondes stationnaires somme d'ondes planes s'établissent dans le tube de telle sorte qu'un nombre entier de demi-longueurs d'ondes soit égal à la longueur de ce tube.

2/- $m = \ell = 0$; $n \neq 0$: la pression oscille radialement dans le tube avec une amplitude qui est maximum sur l'axe de celui-ci, nulle sur la paroi et, suivant un diamètre du tube, nulle en un nombre de points qui est égal à n - 1.

3/- $n = \ell = 0$; $m \neq 0$: la perturbation de pression se déplace parallèlement aux parois du tube près desquelles elle est concentrée (les fonctions $J_m \left[(k^2 - \xi^2)^{1/2} \right] r$ sont nulles ($m \neq 0$) en $r = 0$ et ma-

ximum en r = a puisque les conditions aux limites imposent aux J'_m d'y être nulles).

2 - AMORTISSEMENT D'UNE ONDE ACOUSTIQUE DANS UN GAZ NEUTRE

Dans ce qui précède, nous avons supposé que la viscosité et la conductivité thermique du gaz propageant l'onde acoustique étaient nulles. Il n'en est évidemment pas ainsi dans la réalité et il y a lieu d'en tenir compte pour décrire convenablement une telle propagation dans un tuyau sonore.

L'amortissement d'une onde acoustique dans l'espace libre est généralement très faible. La propagation en milieu fini est, par contre, soumise à un amortissement qui peut être très important ; nous allons chiffrer chacun de ces deux amortissements avec et sans plasma.

2-1 - Amortissement dans un gaz neutre

2-1.1 - Pertes en volume

Nous avons montré que l'équation de propagation d'une onde acoustique dans un milieu de viscosité μ et de conductivité thermique K peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\nabla^2 p = \frac{\gamma}{c^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \ell'_v\, c\, \frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\right)(p - \alpha\tau) \qquad (6)$$

où $\ell'_v = \frac{4}{3}\frac{\mu}{\rho c}$

La conductivité thermique du milieu n'étant pas nulle, l'échauffement τ du gaz dû à la perturbation acoustique à tendance à diffuser suivant une loi définie par :

$$\ell_h\, c\, \nabla^2\tau = \frac{\partial}{\partial t}\left(\tau - \frac{\gamma-1}{\gamma\,\alpha}\, p\right) \qquad (7)$$

avec $\ell_h = \frac{K}{\rho C_p\, c}$

Les expressions (6) et (7) sont les équations de propagation couplées (par ℓ_h et ℓ'_v) de la fluctuation de pression et de la fluctuation de température.

Il est bien entendu que par hypothèse les quantités ℓ_h et ℓ'_v sont petites, c'est-à-dire que l'on suppose une faible conductivité thermique et une faible viscosité du gaz.

Le système d'équations (6) et (7) a déjà été résolu en considérant des variations de p et τ en exp i $(\omega t - \underline{k}.\underline{r})$; nous avons trouvé

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \frac{\omega \ell'_v}{c} - i(\gamma-1)\frac{\omega \ell_h}{c}\right] \qquad (8)$$

Cette relation montre que l'onde est amortie au cours de sa propagation ; la fluctuation de pression qui lui est associée est, dans le cas d'ondes planes se propageant dans la direction des x , de la forme :

$$p = p(o) \exp i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) \exp - \frac{1}{2}\left[\frac{\omega^2}{c^2}\left(\ell'_v + (\gamma-1)\,\ell_h\right)\right] x$$

Il en résulte que la constante d'amortissement peut, en tenant compte de $\gamma = \frac{5}{3}$ et $\ell_h = 0.9\,\ell'_v$, s'exprimer de la manière suivante :

$$A_1 = 1.17\,\frac{\omega^2}{c^3}\,\frac{\mu}{\rho} \qquad (9)$$

Un calcul d'ordre de grandeur de cet amortissement est intéressant. Prenons le cas d'une onde à 1 kHz se propageant dans de l'argon à 1 Torr. On calcule que l'amplitude de l'onde est divisée par 2.718 (- 8.7 dB) lorsqu'elle effectue un trajet de l'ordre de 160 m. Cette distance représentant environ 400 longueurs d'onde les approximations précédemment faites sont ainsi justifiées a posteriori (à 10 kHz on trouverait 1.6 m, c'est-à-dire encore 40 longueurs d'onde).

Il est maintenant possible de calculer l'échauffement τ subit par le gaz lors d'une compression de l'onde ; il suffit pour cela d'utiliser (7). On trouve que :

$$\frac{\tau}{T_n} = \frac{\gamma-1}{\gamma}\left(1 + i\,\frac{\omega \ell_h}{c}\right)\frac{p}{p_o} \qquad (10)$$

Dans la plupart des calculs du Chapitre I, nous avons négligé le déphasage qui existe entre τ et p. Un calcul numérique, toujours dans le cas d'une onde de 1 kHz dans de l'argon à 1 Torr, montre que le terme imaginaire dans (10) est de l'ordre de 6.10^{-4} et est effectivement négligeable (à 10 kHz il vaut encore 6.10^{-3}).

On remarquera enfin que la constante d'amortissement croît comme le carré de la fréquence de l'onde et comme l'inverse de la pression du gaz.

2-1.2 - Pertes sur les parois

On considère une paroi rigide constituée d'un matériau dont la conductivité thermique est supposée être beaucoup plus grande que celle du gaz avec lequel elle est en contact.

Cette paroi impose de ce fait à l'onde que la fluctuation de température τ qui lui est associée y soit nulle ; elle impose de même la nullité des vitesses normale et tangentielle en son voisinage.

Mais le mode de propagation que nous avons précédemment étudié ne peut à lui seul satisfaire ces conditions aux limites (la vitesse tangentielle et la fluctuation de température ne peuvent par exemple y être nulles simultanément sans entraîner la nullité de p partout).

Supposons néanmoins que ce mode existe en tout point du gaz et donnons l'indice p aux quantités qui lui sont associées (on aura ainsi τ_{po} sur la paroi). On peut satisfaire la condition sur la fluctuation de τ en imposant à la paroi une variation de température τ_{ho} égale et de phase opposée à τ_{po} ($\tau = \tau_{po} + \tau_{ho} = 0$).

Ceci étant réalisé, la chaleur ainsi apportée à la paroi diffuse dans le gaz(†) (la conductivité thermique de celui-ci en est responsable). Cette diffusion est régie par l'équation suivante déduite des relations (I-5) et (I-7) :

$$\ell_h c \nabla^2 \tau_h = \frac{\partial \tau_h}{\partial t} \qquad (11)$$

Au niveau de la paroi, la chaleur apportée est par hypothèse en opposition de phase avec la fluctuation thermique due à l'onde ;elle a donc nécessairement une variation temporelle en exp i ωt. La résolution de (11), en posant

---

(†) Une fluctuation de pression p_h peut éventuellement être associée à cette diffusion mais nous admettrons que la variation relative p_h/p_o est négligeable devant la variation de température τ_h/T. Cette hypothèse revient à admettre que la fluctuation d'entropie du gaz est due essentiellement à τ_h et non à p_h ce qui est raisonnable pour ce mode de diffusion.

$\nabla^2 \tau_h = - k_h^2 \tau_h$, conduit alors à :

$$k_h = (1-i) \left(\frac{\omega}{2 \ell_h c}\right)^{1/2} \qquad (12)$$

qui montre que ce mode de propagation de la chaleur (mode thermique) est très fortement amorti. Il est essentiellement contenu dans une tranche de gaz contiguë à la paroi et ayant une épaisseur d_h définie par

$$d_h^2 = \frac{2 \ell_h c}{\omega} = \frac{2\mu}{\rho\omega}$$

Un calcul d'ordre de grandeur montre que dans de l'argon à 1 Torr et pour une fréquence de 1 kHz, d_h est voisin de 2 mm. Au-delà de ce point la fluctuation de température du gaz tend très vite vers celle due seulement aux fluctuations de pression dans l'onde acoustique proprement dite.

La condition $\tau = 0$ sur la paroi est donc ainsi satisfaite ; il reste maintenant à y satisfaire aussi celle concernant les vitesses tangentielles et normales des particules du gaz.

Le mode de propagation donne aux particules au voisinage de la paroi des vitesses qui ne sont pas nulles. Mais imaginons qu'il soit possible (on verra comment par la suite) de communiquer au gaz en ce voisinage des vitesses égales et de phase opposée à celles imposées par le mode de propagation. L'effet global sera alors un mouvement à vitesses nulles satisfaisant les conditions aux limites.

Pour connaître ce mouvement contraire, il faut préalablement calculer les vitesses dans le mode de propagation. Nous utiliserons pour cela la relation (I-3) qui s'écrit ici :

$$\rho \frac{\partial \underline{u}_\ell}{\partial t} = - \text{grad } p + \frac{4}{3}\mu \nabla^2 \underline{u}_\ell$$

c'est-à-dire encore, en tenant compte de l'équation de conservation de la masse et de ce que $\nabla^2 \underline{u}_\ell = \text{grad}(\text{div } \underline{u}_\ell) - \text{rot rot } \underline{u}_\ell = \text{grad}(\text{div } \underline{u}_\ell)$ (par définition même de $\underline{u}_\ell$) :

$$\rho \frac{\partial \underline{u}_\ell}{\partial t} = - \text{grad} \left[p + \frac{\gamma \ell_v'}{c} \frac{\partial}{\partial t} (p - \alpha\tau) \right]$$

Cette relation appliquée au mode de propagation pour lequel $p - \alpha\tau \simeq p/\gamma$ donne :

$$\underline{u}_\ell = - \left[\frac{\ell'_v}{\rho c} - \frac{i}{\omega \rho} \right] \text{grad } p$$

C'est donc cette vitesse qu'il faut contrarier, en imposant aux particules une vitesse identique mais en opposition de phase et ceci près des parois seulement de façon à ne pas perturber autrement le mode de propagation. Pour y parvenir, nous pouvons utiliser un mode que nous appellerons de cisaillement[†]. Il résulte de la décomposition[††] de la vitesse $\underline{u}$ des particules dans l'équation de Navier-Stokes en une partie dont le rotationnel est nul (rot $\underline{u}_\ell = 0$) et une partie dont la divergence est nulle (div $\underline{u}_t = 0$). Le mode de propagation a résulte de l'exploitation de la première ; le mode de torsion va apparaître avec celle de la seconde.

La partie à divergence nulle de l'équation de Navier-Stokes s'écrit :

$$\rho \frac{\partial \underline{u}_t}{\partial t} = \mu \nabla^2 u_t$$

d'où l'on déduit, en supposant des variations en exp i $(\omega t - \underline{k}_v \cdot \underline{r})$

$$k_v = (1-i) \left(\frac{2}{3} \frac{\omega}{c\ell'_v} \right)^{1/2}$$

Ceci montre que ce mode de cisaillement est très fortement amorti ; il est, lui aussi, essentiellement contenu dans une tranche de gaz contiguë à la paroi et dont l'épaisseur d_v est définie par :

$$d_v^2 = \frac{3c\ell'_v}{2\omega}$$

La valeur de $\underline{u}_t$ sur la paroi doit être choisie pour annuler les vitesses normales et tangentielles des particules. Nous avons signalé celles dues au mode de propagation ; mais nous avons aussi introduit depuis un mode de diffusion de la chaleur qui donne aux particules une vitesse non négligeable. On peut en effet calculer pour ce mode que :

$$\underline{u}_h = \frac{\alpha\gamma}{\rho c} \ell_h \text{ grad } \tau_h$$

[†] on dit aussi "de diffusion de la vorticité".

[††] Cette décomposition est celle qui conduit aux relations (I-3) et (I-4) avec $F_\ell = F_t = 0$.

On écrira donc que, sur la paroi,

$$\underline{u}_t + u_h = u_p = 0$$

L'addition de ces trois modes satisfait alors complètement les conditions aux limites imposées par la paroi.

Il n'est bien entendu pas nécessaire d'exciter artificiellement les modes thermique et de cisaillement. Additionnés au mode de pression, ils représentent la solution la plus générale du système des équations (1) (2) (5) (6) et (7) du Chapitre I et existent donc en tout point du gaz ; ce sont eux qui sont responsables de l'amortissement de l'onde (leur importance près des parois laisse d'ailleurs prévoir un amortissement beaucoup plus important en surface qu'en volume).

Les modes thermique et de cisaillement sont essentiellement compris dans des couches d'épaisseurs d_h et d_v précédemment définies. On calcule aisément une relation simple de proportionnalité entre ces deux grandeurs ; nous avons vu en effet que $K = (5/2)\,\mu c_v$ dans les gaz monoatomiques. On a de ce fait :

$$d_h^2 = \frac{2}{3} d_v^2 = d^2 \qquad (13)$$

Il est intéressant de calculer d pour différents gaz rares. On trouve que cette longueur est donnée par la relation suivante :

$$d(cm) = d_o\,(p_o f)^{-1/2}$$

où p_o est la pression du gaz et f la fréquence de l'onde respectivement exprimées en Torr et en Hertz ; d_o dépend de la nature du gaz :

$d_o = 5.5$ pour l'Argon
$d_o = 16.2$ pour l'Hélium
$d_o = 9.5$ pour le Néon (14)
$d_o = 4$ pour le Krypton
$d_o = 3$ pour le Xénon

La Figure 2.1 donne les variations de d en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la pression dans le cas de l'argon. On appelle cette zone d'épaisseur d "couche limite".

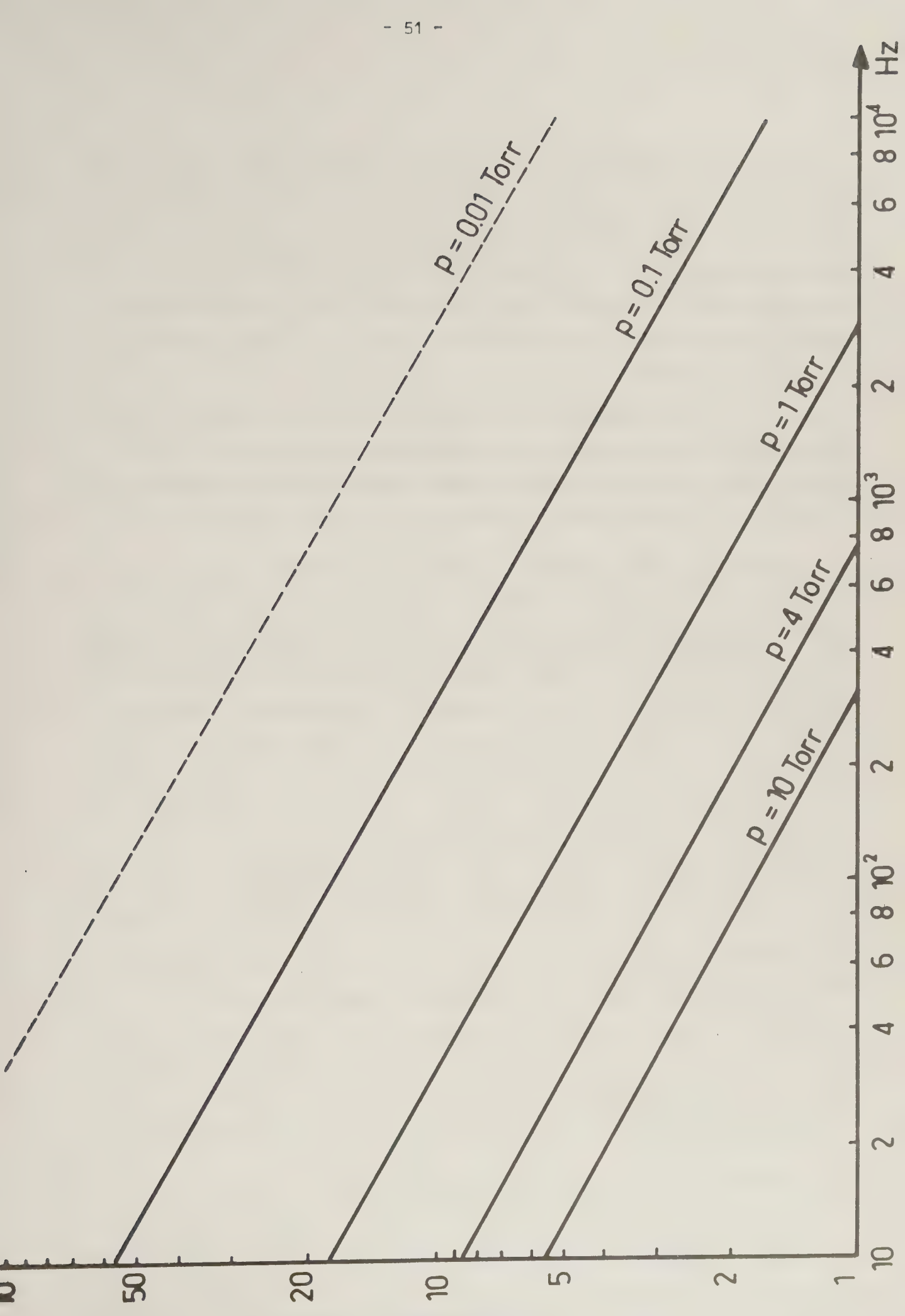


FIGURE 2-1 - Epaisseur de la couche limite.

L'épaisseur du domaine dans lequel les modes thermique et de cisaillement existent de manière importante n'est pas toujours négligeable à basse pression devant le rayon du tuyau sonore utilisé. On conçoit donc que le mode m = n = 0 que nous avons considéré dans un paragraphe précédent puisse être alors perturbé en ce qui concerne, entre autres, sa configuration dans une section droite du tube (ce n'est, bien entendu, pas le seul mode à être perturbé mais nous nous intéresserons à lui car c'est le mode fondamental et donc le plus intéressant).

L'expression (5) ne s'applique évidemment plus puisqu'elle ne peut à elle seule satisfaire toutes les conditions aux limites qui sont imposées par la paroi lorsqu'on tient compte des effets de viscosité et de conductivité thermique du gaz. Nous écrirons donc :

$$p(r,z) = p_o \, J_o \left[(k^2 - \xi^2)^{1/2} \, r \right] e^{-i\xi z} \qquad (15)$$

cherchant, pour respecter les conditions aux limites, à combiner au voisinage de la paroi ce mode et les modes thermique et de cisaillement[†]. On montre[1] que l'on y parvient dans un tube de rayon a à la condition que l'expression suivante soit vérifiée :

$$\pi q \frac{J_1(\pi q)}{J_o(\pi q)} \simeq -\frac{1}{2} \, ad \, F\left(\frac{a}{d}\right) \left[k^2 - \left(\frac{\pi q}{a}\right)^2 - (\gamma - 1) \, k^2 \right] \qquad (16)$$

où $k^2 - \xi^2 = \left(\frac{\pi q}{a}\right)^2$ et $F\left(\frac{a}{b}\right) = (1-i) \dfrac{J_1\left[(1+i)\left(\frac{a}{d}\right)\right]}{J_o\left[(1+i)\left(\frac{a}{d}\right)\right]}$

Cette relation prouve que ξ est une quantité complexe et que donc l'onde est atténuée (indépendamment de l'amortissement en volume déjà calculé).

Si $k^2 \, ad \ll 1$ la relation (16) se simplifie en :

$$(\pi q)^2 \simeq \frac{\gamma k^2 \, adF\left(\frac{a}{d}\right)}{1 - \frac{d}{a} F\left(\frac{a}{d}\right)} \qquad (17)$$

Si on suppose de plus que a >> d, on obtient ($\gamma = \frac{5}{3}$) :

$$(\pi q)^2 \simeq (1+i) \frac{5}{3} k^2 \, ad \qquad (18)$$

[†] Ces modes étant générés par l'onde s'expriment en fonction de p ; cette com-

qui permet de calculer l'amortissement[†] de l'onde ; on trouve que ξ s'écrit sous la forme :

$$\xi \simeq k \left[1 + \frac{5}{6} \frac{d}{a} \right] + i \frac{5}{6} k^2 \frac{d}{a}$$

et que la constante d'amortissement est donc :

$$A_2 \simeq \frac{5}{6} k \frac{d}{a} \qquad (19)$$

où d est donné par la relation (13).

Il est facile de voir que la relation $k^2 ad << 1$ est vérifiée dans nos expériences (elle l'est par exemple à $p_o \simeq 1$ Torr pour des fréquences inférieures à 45 kHz dans un tube de 1 cm de rayon).

Néanmoins, l'expression (19) n'est valable que pour a >> d ; en se reportant à la Figure II.1, on observe que, pour un tube et une pression de gaz donnés, il en est bien ainsi pour des fréquences supérieures à une valeur minimum (par exemple pour p = 1 Torr et a = 1 cm, on prendra f > 1 kHz).

Si a ≃ d, il faut utiliser la relation (17) pour calculer q. L'étude des variations de F(a/d) montre que cette fonction tend vers (1+i) dès que $a/d \gtrsim 3$: (19) est alors applicable (la condition a >> d n'est donc pas très sévère).

Il est intéressant de comparer cette valeur d'amortissement à celle relative aux pertes dans le volume du gaz (11). Cette dernière expression s'écrit, dans le cas des gaz monoatomiques que nous considérons :

$$A_1 \simeq \frac{1}{6} k^3 d^2 \qquad (20)$$

En effectuant le calcul de A_1/A_2 dans le cas d'une pression $p_o \simeq 1$ Torr et d'un tube dont le rayon est égal à 1 cm, on trouve que ce rapport est négligeable jusqu'à des fréquences de l'ordre de 100 kHz, valeurs bien supérieures à celles utilisées dans cette étude[††] : les pertes dans le volume du gaz sont négligeables devant celles causées par les parois (Figure 2.2).

[†] Nous rencontrerons au paragraphe II.2-2.2 une autre méthode de calcul de l'amortissement.

[††] On remarquera que A_1 varie comme ω^2 et A_2 comme $\omega^{1/2}$.

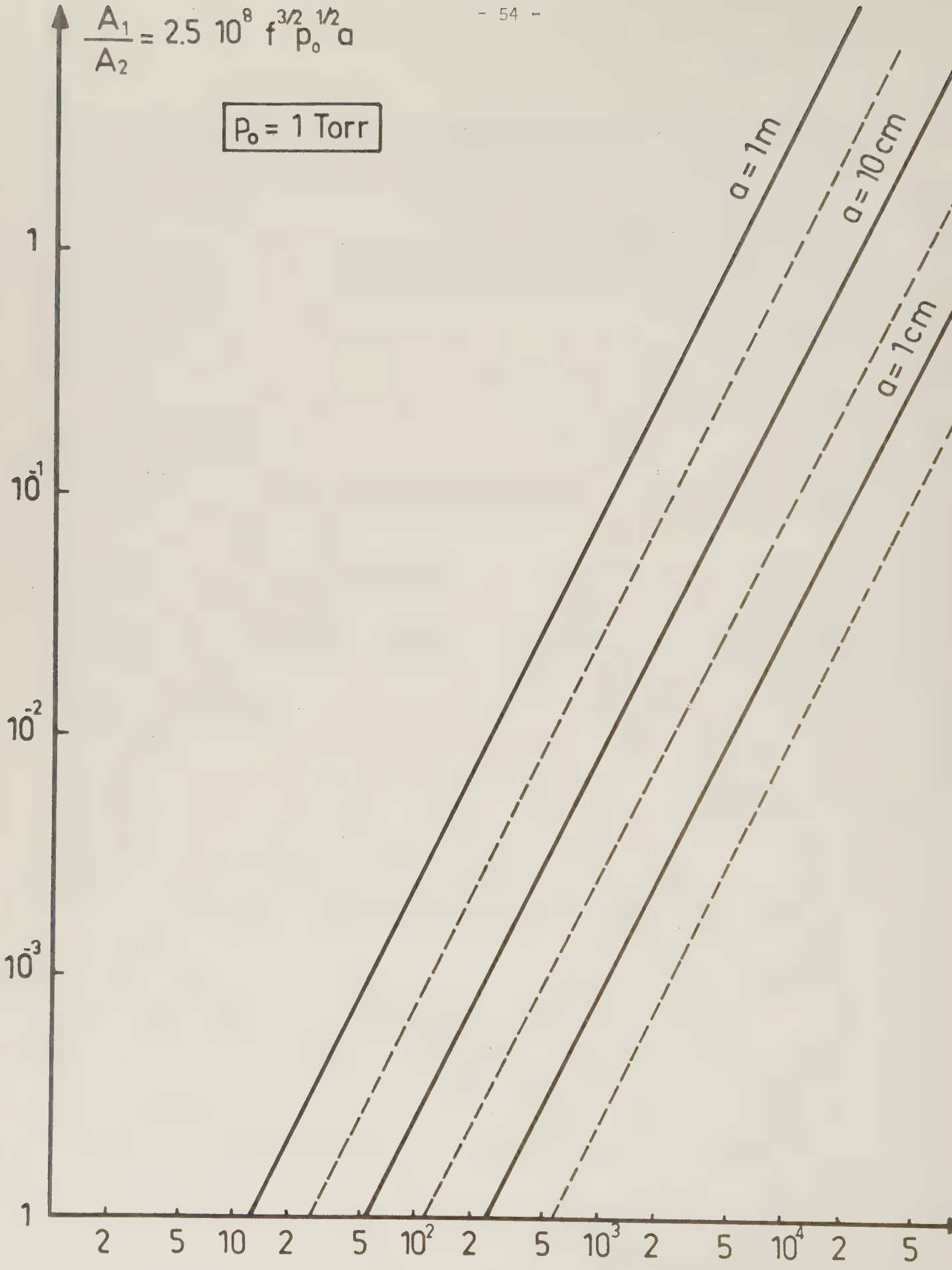


FIGURE 2-2 - Rapport des constantes d'amortissement en volume et en surface.

Dans les conditions où la relation (19) s'applique, on peut remarquer que la structure radiale du mode (0,0) est assez bien homogène (en dehors de la couche limite) ; on a en effet :

$$J_o\left[(k^2-\xi^2)^{1/2}\right]r = J_o\left(\frac{\pi\, q}{a}\, r\right) \simeq J_o\left[(1+i)^{1/2}\, 5.10^{-4}\, \frac{f^{3/4}}{p_o^{1/4}}\, \frac{r}{a}\right]$$

Le terme entre crochets reste petit dans la bande de fréquences utilisée (pour $p_o \simeq 1$ Torr et $f = 1$ kHz, on a par exemple $J_o\left[(1+i)^{1/2}\, 9.10^{-2}\, r\, a^{-1}\right]$ qui varie peu avec r).

2-2 - Amortissement dans un gaz ionisé.

2-2.1 - Pertes en volume

Les électrons et les ions du plasma sont responsables d'une augmentation de la conductivité thermique et de la viscosité du gaz. Ils tendent en effet à faciliter les échanges entre les particules neutres et à véhiculer énergie et quantité de mouvement. On peut cependant estimer que cette variation est faible puisque ces échanges font tous intervenir le rapport m_e/m_n qui est petit et puisque le gaz est faiblement ionisé.

Néanmoins, une partie de l'énergie consommée pour produire le plasma est communiquée au gaz neutre qui est ainsi échauffé. Cet échauffement est responsable d'une augmentation de la viscosité du gaz et donc aussi de la conductivité thermique[26]. On sait en effet que μ est liée à T par la relation de Sutherland :

$$\mu = \frac{A\sqrt{T}}{1 + B/T}$$

où A et B sont, pour un gaz donné, des constantes (au moins pour des variations pas trop importantes de T).

On peut cependant calculer que ceci modifie peu le coefficient d'amortissement A_1 de l'onde. Les pertes sont en effet proportionnelles à $c^{-3}\, \mu\, \rho^{-1}$ et la valeur du rapport de A_1 mesuré à T_2 degrés à celui de A_1 mesuré à T_1 degrés est donné par :

$$\frac{A_1\,(T_2)}{A_1\,(T_1)} = \frac{1 + B/T_1}{1 + B/T_2}$$

Dans le cas d'un échauffement de 300 à 350°K, on calcule ainsi une augmentation de A_1 de 0.5 % dans de l'argon et 0.7 % dans de l'hélium. On a supposé que la pression est inchangée quand on allume le plasma, ce qui est à peu près réalisé lorsque le volume occupé par celui-ci est petit devant le volume total de l'enceinte à vide.

A ce transfert désordonné d'énergie au gaz de neutres vient s'ajouter, ainsi que nous l'avons vu, un transfert ordonné dès qu'une onde acoustique se propage dans le plasma. Ce transfert tend à compenser plus ou moins l'amortissement de l'onde (Chapitre I).

2-2.2 - Pertes sur les parois

Sous l'effet d'échauffement des électrons et des ions du plasma, la viscosité et la conductivité thermique du gaz neutre ont tendance à croître et il en résulte donc a priori une augmentation de l'amortissement sur les parois qui peut être calculée à l'aide de (19). On trouve que, si l'on suppose encore une pression p_o constante, cette augmentation est de 6 % dans l'argon et de 8 % dans l'hélium pour un gaz passant de 300 à 350 °K.

Néanmoins, nous avons vu précédemment que les pertes de l'onde acoustique se produisent essentiellement dans une couche d'épaisseur d dont le Figure 2.1 donne la valeur pour une pression, un gaz et une fréquence d'onde donnés. Cette couche assure la transition entre l'onde de pression et la paroi du tube de la même manière qu'une gaine d'ions assure la transition entre un plasma et une paroi. Or, on peut vérifier que les épaisseurs de ces deux zones de transition ont des ordres de grandeur comparables.

On sait en effet[27] que l'épaisseur d_g de la gaine est de l'ordre de quelques longueurs de Debye, c'est-à-dire quatre à cinq fois $\lambda_{De} = (\varepsilon_o kT_e/N_e q^2)^{1/2}$. Pour un plasma de densité $N_e = 10^{15}$ m^{-3} dont la température électronique est de 1.5 eV, on a donc $d_g \simeq 2$ mm, valeur comparable à l'épaisseur de la couche limite d'une onde acoustique de 1 kHz se propageant dans de l'argon à 1 Torr (Appendice A-3).

Avec cette gaine, seuls les électrons les plus rapides atteignent la paroi qui se fixe à un potentiel tel que les courants d'ions et d'électrons qu'elle reçoit soient égaux (nous la supposons bien entendu isolante).

Les ions qui traversent la gaine gagnent l'énergie correspondant à la différence entre le potentiel de paroi et le potentiel du plasma. L'ordre de grandeur de cette différence de potentiel peut être calculé à l'aide de la relation suivante[27] :

$$V_f = \frac{k\,T_e}{2q} \text{Log } 0.4\,\frac{m_i}{m_e}$$

relation qui est établie dans le cas d'une paroi plane ; elle tient compte du fait que les ions ont, à la lisière de la gaine une température qui est comparable à celle des électrons (ce point est maintenant bien établi). On calcule ainsi que $\Delta V \simeq 8$ V dans le cas du plasma type précédemment cité.

En traversant la gaine, les ions effectuent des collisions contre les neutres ; leur libre parcours moyen étant de l'ordre de 0.1 mm, on peut raïsonnablement admettre que la plus grande partie de l'énergie gagnée dans cette traversée est cédée aux neutres.(C'est d'autant plus vraisemblable qu'il s'agit de collisions avec échange de charge). Pour simplifier, nous supposerons que les ions atteignent la paroi avec une vitesse nulle et nous négligerons l'énergie cédée par les électrons aux neutres, assimilant ainsi la gaine à un espace ne contenant que des ions.

Il y a donc transfert d'énergie et de quantité de mouvement des ions aux neutres dans la gaine, c'est-à-dire grosso-modo dans la couche limite d'une onde acoustique se propageant dans ce plasma. Soit H_{o1} l'énergie et F_{o1} la quantité de mouvement que les ions cèdent dans celle-ci aux neutres par unités de volume et de temps. Nous calculerons ces grandeurs par la suite mais on peut dire à l'évidence dès maintenant qu'elles sont proportionnelles au nombre d'ions qui franchissent la lisière de la gaine par unité de surface et de temps. Nous désignerons par H_{o2} et F_{o2} les mêmes quantités échangées à l'extérieur de la gaine.

Supposons qu'une onde acoustique se propage dans le plasma qui crée cette gaine d'ions. Nous avons vu qu'elle y module la densité des ions en phase avec les neutres ; elle module donc aussi le nombre d'ions qui franchissent la lisière de la gaine, c'est-à-dire finalement H_{o1} et F_{o1}. L'onde crée donc, non seulement une couche d'épaisseur d pour que les conditions aux limites qui lui sont imposées par la paroi soient respectées, mais aussi une

perturbation en phase avec elle-même de cette couche limite. Il est assez intuitif de penser qu'il doit en résulter une modification du coefficient d'amortissement de l'onde, ce dernier ayant principalement son origine près des parois (au moins pour des fréquences pas trop élevées que nous ne traiterons pas ici).

Nous allons maintenant chiffrer cet effet dans le cas d'une paroi plane ; l'onde acoustique est supposée se propager[†] parallèlement à celle-ci dans la direction des x (Figure 2.3). A cause des contraintes qu'elle subit au voisinage de la paroi, cette onde ne peut plus être considérée comme rigoureusement plane et nous écrirons que la fluctuation de pression qui lui est associée est de la forme :

$$p = \psi(x)\,\varphi(y)\,e^{i\omega t} \qquad (21)$$

Néanmoins, les perturbations introduites par la gaine d'ions, la viscosité et la conductivité thermique étant petites par hypothèse, la fonction $\varphi(y)$ varie lentement[††] (en particulier nous la supposerons souvent constante dans l'épaisseur de la couche limite et égale à sa valeur $\varphi(o)$ sur la paroi).

Ceci étant, nous procèderons au calcul de l'amortissement de l'onde en présence de plasma en déterminant les perturbations apportées par la gaine d'ions aux modes thermique et de cisaillement ; nous en déduirons la valeur du coefficient de compressibilité du gaz et la vitesse des particules neutres en avant de la paroi. Ceci permettra ensuite, à l'aide de relations classiques[(1)] de calculer l'amortissement de l'onde modifié par la présence de la gaine d'ions.

2-2.2.1 - Perturbations du mode thermique

Bien que la pression dépende peu de y, la fluctuation de température $\tau(x,y)$ a un fort gradient dans cette direction au voisinage de la paroi ; ce gradient est dû à l'effet d'échauffement du gaz par les ions contenus dans la gaine électrostatique et à ce que $\tau = 0$ en $y = 0$. Nous supposerons que dans le volume du gaz la compression est adiabatique ; cette hypothèse est fondée sur le fait que les pertes d'énergie y sont faibles comparées à celles au voisinage des parois. On a alors dans ce volume :

$$\tau = \frac{\gamma-1}{\alpha\,\gamma}\,p \qquad (22)$$

[†] Il est bien entendu que nous nous intéressons à des perturbations de faible amplitude et que les relations du paragraphe I-1 restent donc applicables.

[††] Ceci paraît raisonnable si on se rappelle le calcul de la répartition transverse du mode de pression se propageant dans un gaz neutre contenu dans un tube cylindrique (2-1.2).

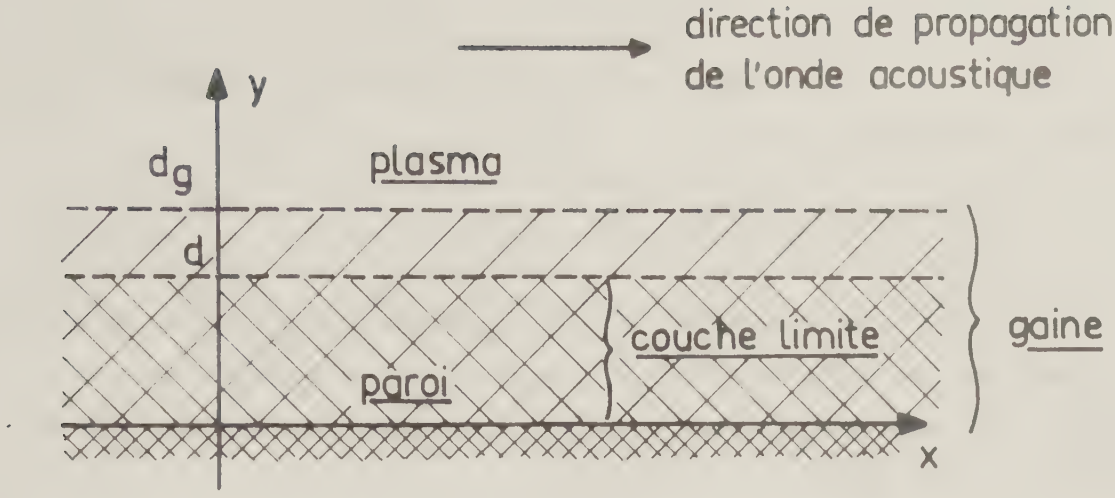


FIGURE 2-3 - Schématisation du domaine en avant de la paroi.

FIGURE 2-4 - Répartition de H et F au voisinage de la paroi.

Au voisinage de la paroi l'équation de diffusion de la chaleur (I-9) peut être écrite sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = \frac{i\,\omega}{\ell_h c}\left(\tau - \frac{\gamma-1}{\alpha\,\gamma}\,p\right) - \frac{H}{K} \qquad (23)$$

Le facteur $\partial^2\tau/\partial x^2$ est de l'ordre de λ^{-2} alors que $\partial^2\tau/\partial y^2$ est de l'ordre de ℓ_h^{-2} ; nous négligerons donc, dans la limite des fréquences et des pressions considérées, les variations de τ en fonction de x devant celles en fonction de y. La relation (23) s'écrit en conséquence :

$$\frac{\partial^2 \tau'}{\partial y^2} + \frac{\gamma-1}{\alpha\,\gamma}\,\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{i\,\omega}{\ell_h c}\,\tau' - \frac{H}{K} \qquad (24)$$

dans laquelle on a posé

$$\tau' = \tau - \frac{\gamma-1}{\alpha\,\gamma}\,p \qquad (25)$$

Nous avons précédemment remarqué que p varie peu en fonction de y ; dans ces conditions (25) s'exprime simplement sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \tau'}{\partial y^2} = \frac{i\,\omega}{\ell_h c}\,\tau' - \frac{H}{K}$$

ou encore, en posant :

$$\tau' = \psi(x)\,\phi(y)\,e^{i\omega t}$$
$$H = \beta p = \beta\psi(x)\,\varphi(y)\,e^{i\omega t} \qquad (26)$$

$$\phi'' - \frac{i\,\omega}{\ell_h c}\,\phi = -\frac{\beta\,\varphi(y)}{K} \qquad (27)$$

Compte tenu de ce qui précède, la valeur à attribuer à H est celle qui correspond aux échanges d'énergie dans la gaine électrostatique (H_1).

L'équation (27) peut maintenant être résolue. Nous allons chercher la valeur de ϕ dans et au voisinage de la gaine, c'est-à-dire pour des variations petites de y ; ceci permet d'assimiler $\varphi(y)$ à sa valeur $\varphi(o)$ sur la paroi. En ce qui concerne $\beta = \beta_1$ on admet, dans le modèle physique simple que nous considérons, que ce terme est constant dans la gaine (Figure 2.4).

On obtient ainsi que la solution de (27) qui tend vers zéro pour $y >> d_g$, peut s'écrire (l'indice 1 est relatif aux quantités mesurées dans la gaine et l'indice 2 à l'extérieur) :

$$\phi_1(y)=\phi_1(o)\, e^{-\frac{1+i}{d_h}y} - \frac{\beta_1 d_h^2}{2i}\left[e^{-\frac{1+i}{d_h}d_g}\, sh\,\frac{1+i}{d_h}y + e^{-\frac{1+i}{d_h}y} - 1\right] \quad (28)$$

$$\phi_2(y) = e^{-\frac{1+i}{d_h}y}\left[\phi_1(o) - \frac{\beta_1 d_h^2}{2i}(1 - ch\,\frac{1+i}{d_h}d_g)\right] \quad (29)$$

La valeur en y = 0 de la fonction $\phi_1(y)$ doit être choisie de telle sorte que $\tau(x,o) = 0$ (condition imposée par la présence de la paroi), on a donc :

$$\tau'(x,o) = -\frac{\gamma-1}{\alpha\gamma}\, p(x,o)$$

c'est-à-dire :

$$\phi_1(o) = -\frac{\gamma-1}{\alpha\gamma}\,\varphi(o) \quad (30)$$

L'amplitude de l'onde acoustique étant arbitraire, nous pouvons prendre $\varphi(o) = 1$ sans modifier les résultats du calcul. Avec un tel choix des valeurs de ϕ la condition sur τ en y = 0 est ainsi satisfaite. On remarquera que pour $y \to \infty$ τ' tend vers zéro et, comme nous le souhaitons, que τ tend alors vers $(\gamma - 1/\alpha\gamma)\, p$; la variable τ' qui a été introduite ici n'est autre que la température τ_h du mode thermique étudié au paragraphe 2-1.2.

Il est maintenant possible de calculer le coefficient de compressibilité κ du gaz en fonction de y ; on a par définition :

$$\kappa = \frac{\delta}{\rho\, p} = \kappa_T\left[1 - \alpha\,\frac{\tau}{p}\right]$$

où κ_T est le coefficient de compressibilité isotherme de ce gaz ($\kappa_T = \gamma/\rho c^2$). p est donné par (21), τ par (26) et κ s'exprime donc sous la forme :

$$\kappa = \kappa_T\left[\frac{1}{\gamma} - \alpha\,\frac{\phi(y)}{(y)}\right] \quad (31)$$

La fonction ϕ varie beaucoup plus vite avec y que φ puisqu'elle est représentée par une somme de fonctions dont l'argument contient y/d_h en facteur. Nous assimilerons de ce fait $\varphi(y)$ à sa valeur $\varphi(o) = 1$ sur la paroi et obtiendrons finalement :

$$\kappa = \kappa_T \left[\frac{1}{\gamma} - \alpha \phi \right]$$

Cette relation montre que $\kappa = \kappa_T$ pour $y = 0$; κ est alors égal au coefficient de compressibilité isotherme du gaz, ainsi qu'il convient puisqu'on a supposé $\tau = 0$ sur la paroi. De même pour $\gamma >> d_h$, κ tend vers κ_T/γ qui est le coefficient de compressibilité adiabatique dans le volume du gaz.

2-2.2.2 - Perturbations du mode de cisaillement

Nous avons vu que dans la gaine les ions fournissent de la quantité de mouvement aux neutres. Ce transfert $\underline{F}_{o1}$ a lieu uniquement dans la direction y et ne dépend que de x. Le libre parcours moyen des ions étant en effet petit on peut admettre que ceux-ci effectuent un grand nombre de collisions dans la gaine (grosso-modo une dizaine) ; leur vitesse lors d'un choc est de ce fait à peu près toujours la même quel que soit le point y où a lieu la collision. $\underline{F}_{o1}$ dépend par contre de x puisqu'il est proportionnel au nombre d'ions qui franchissent l'unité de surface de la gaine par seconde, nombre lui-même proportionnel à la fluctuation de pression de l'onde acoustique.

Dans ces conditions, div $\underline{F}_{o1} = 0$ et rot $\underline{F}_{o1} \neq 0$; les quantités $\underline{F}_\ell$ et $\underline{F}_t$ définies au paragraphe I-1 sont donc telles que $\underline{F}_\ell = 0$ et $\underline{F}_t = \underline{F}_1$.

La relation (I-4) qui définit le mode de torsion permet alors de calculer $\underline{u}_t$. Nous supposerons que la composante u_{tx} de celui-ci peut s'écrire sous la forme :

$$u_{tx} = \Gamma(x)\, G(y)\, e^{i\omega t} \qquad (34)$$

En y = 0 cette composante de $\underline{u}_t$ doit annuler celle du vecteur vitesse $\underline{u}_p$ associé à l'onde acoustique. Celui-ci est obtenu à partir de la relation (I-3) qui s'écrit ($F_2 = 0$, paragraphe I-2.6) :

$$\rho \frac{\partial \underline{u}_p}{\partial t} = - \text{grad } p + \frac{4}{3} \mu \nabla^2 \underline{u} \qquad (35)$$

ou encore, en utilisant la relation suivante :

$$\frac{4}{3}\,\mu\,\nabla^2\,\underline{u}_p = \frac{4}{3}\,\mu\,\text{grad div}\,\underline{u}_p = \frac{\gamma\ell'_v}{c}\,\frac{\partial}{\partial t}\,\text{grad}\,(p - \alpha\tau_p)$$

sous la forme

$$\underline{u}_p = -\left(\frac{1}{i\omega\rho} + \frac{\ell'_v}{\rho c}\right)\,\text{grad}\,p \qquad (36)$$

expression dans laquelle on a négligé les quantités du second ordre en $\ell'_v\,\ell_h$ et ℓ'_v . Celle-ci permet le calcul de $(u_{px})_o$ et donne :

$$u_{pxo} = -\left(\frac{1}{i\omega\rho} + \frac{\ell'_v}{\rho c}\right)\,\frac{\partial\psi}{\partial x}\,\varphi(o)\,e^{i\omega t} \qquad (37)$$

On annulera donc u_{pxo} avec le mode de cisaillement à la condition de prendre :

$$\Gamma(x) = \frac{\partial\psi}{\partial x}\left(\frac{1}{i\omega\rho} + \frac{\ell'_v}{\rho c}\right) \qquad \text{et} \qquad G(o) = \varphi(o) = 1$$

c'est-à-dire

$$u_{tx} = \left(\frac{1}{i\omega\rho} + \frac{\ell'_v}{\rho c}\right)\,\frac{\partial\psi}{\partial x}\,\varphi(o)\,G(y)\,e^{i\omega t} \qquad (38)$$

ψ est une fonction connue ; il reste donc à déterminer G(y). Pour cela nous allons d'abord calculer u_{ty} à l'aide de div $\underline{u}_t = 0$ et obtenir :

$$\frac{\partial u_{ty}}{\partial y} = k_t^2\left(\frac{1}{i\omega\rho} + \frac{\ell'_v}{\rho c}\right)\,\psi(x)\,G(y)\,e^{i\omega t} \qquad (39)$$

puis écrire l'expression (I-4) pour la composante u_{ty}

$$i\omega\rho\,u_{ty} = \mu\,\frac{\partial^2 u_{ty}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{ty}}{\partial y^2} + F$$

On dérivera ensuite cette relation par rapport à y pour trouver en utilisant (38) et (39), une équation différentielle permettant le calcul de G(y) :

$$\frac{d^2G}{dy^2} - \left(k_t^2 + \frac{i\omega\rho}{\mu}\right)\,G = \frac{-\,dF/dy}{\psi(x)\,\mu k_t^2\,(1+i\omega\rho + \ell'_v/\rho c)} \qquad (40)$$

dans laquelle $k_t^2 = -\,\psi^{-1}\,\partial^2\psi/\partial x^2$. Le module k du vecteur d'onde ($\nabla^2 p = -\,k^2 p$) est de l'ordre de ω^2/c^2. Puisque $\varphi(y)$ varie lentement, k_t^2 est voisin de k^2.

On remarquera que $k_t^2 << i\omega\rho/\mu = 2i/d_v^2$ (on a $\lambda >> d_g$) ; ceci étant et compte tenu de $F = \eta p = \eta(y)\,\psi(x)\,\varphi(y)$ (40) peut s'exprimer sous la forme

$$\frac{d^2G}{dt^2} - \frac{2i}{d_v^2} G \simeq + \frac{i\omega\rho}{\mu k_t^2} \frac{d\eta}{dy} = + b \frac{d\eta}{dy}$$

où on a négligé les variations de $\varphi(y) = O[\varphi(0)]$ devant celles de $\eta(y)$ et négligé un terme de l'ordre de ℓ'_v/λ . Dans le cas du problème traité ici $\eta(y)$ est constant dans la gaine et nul en dehors (Figure 2-4).

La résolution de (41) conduit aux valeurs suivantes de G(y) avec les indices 1 dans la gaine et 2 en dehors :

$$G_1(y) = (\exp - \frac{1+i}{d_v} y) - \left[\frac{b\eta_1}{1+i} d_v (\exp - \frac{1+i}{d_v} d_g)\right] \operatorname{sh} \frac{1+i}{d_v} y \qquad (42)$$

$$G_2(y) = (\exp - \frac{1+i}{d_v} y)(1 - \frac{b\eta_1 d_v}{1+i} \operatorname{sh} \frac{1+i}{d_v} d_g) \qquad (43)$$

Les vitesses u_{tx} et u_{ty} se déduisent alors aisément de (38) et (39). Il est à remarquer que u_{ty} contient en facteur un terme de l'ordre de $k_t d_v$ qui est une quantité petite puisque $\lambda >> d_v$; nous négligerons donc u_{ty} devant u_{tx} dans le calcul de l'énergie perdue par viscosité . De même (36) montre que $u_{px} >> u_{py}$ puisque par hypothèse f(y) varie lentement.

Dans ces conditions, la composante en x de la vitesse totale des particules est donnée par :

$$u_x = \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial\psi}{\partial x}\left[\varphi(y) - G(y)\right] e^{i\omega t} \qquad (44)$$

2-2.2.3 - Energie perdue dans la gaine

A cause de la conductivité thermique finie du gaz, l'onde perd l'énergie E_h dans sa propagation le long de l'unité de surface de la paroi. Le calcul de E_h résulte de la connaissance de κ ; on montre[1] en effet que l'on a :

$$E_h = - Re \int_0^\infty p \kappa \frac{\partial p^*}{\partial t} dy$$

où p^* désigne la quantité complexe conjuguée de p. Puisque nous avons admis que p varie lentement en fonction de y, nous pouvons faire sortir $p \partial p^*/\partial t = i\omega|p|^2$ de l'intégrale (la borne supérieure infinie est formelle car il suffit d'intégrer jusqu'en $y >> d_h$). On obtient alors :

$$E_h = - |p|^2 \, Re \int_0^{\infty} i\omega\kappa \, dy = -|p|^2 \, \kappa_T \, Re \int_0^{d_g} i\omega\alpha\phi_1 dy + \int_{d_g}^{\infty} i\omega\alpha\phi_2 \, dy \qquad (45)$$

Par ailleurs, l'énergie D perdue par viscosité par unité de temps et de volume du gaz est donnée par la relation suivante[1] :

$$D = \frac{4}{3}\mu \, \mathrm{div}\, \underline{u} + \mu \, |\mathrm{rot}\, \underline{u}|^2 - 4\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\partial u_y}{\partial y} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \qquad (46)$$

On peut vérifier que le terme en facteur de - 4 μ est de l'ordr de k_t^4/d_v et est donc négligeable (indépendamment de la remarque du paragraphe 2-2.2.2 concernant la valeur du rapport u_x/u_y).

Ceci étant, et d'après la définition même de $\underline{u}_t$ et $\underline{u}_\ell$, on voit que le premier terme de la relation qui définit D représente les pertes dans le volume du gaz et le deuxième les pertes dues à la présence des parois (mode de cisaillement). On pourra ainsi calculer ces pertes par unité de surface de la paroi à l'aide de :

$$E_v \simeq \mu \int_0^{\infty} \left| \frac{\partial u_x}{\partial y} \right|^2 dy \qquad (47)$$

L'énergie totale E_g perdue dans la gaine est donc donnée par :

$$E_g = E_h + E_v \qquad (48)$$

qui peut être évaluée à l'aide de (29), (30), (42) et (43), et après calcul des facteurs β_1 et η_1 (Appendice A-4). La valeur ainsi recherchée dépend de la nature du gaz neutre choisi, de sa pression et de sa température ainsi que de la densité et de la température électroniques du plasma, la fréquence de l'onde étant par ailleurs fixée. Nous allons calculer séparément E_h et E_v.

- Calcul de E_h -

La relation (45) montre que le calcul de E_h nécessite l'intégration de la fonction ϕ entre zéro et l'infini, ce qui s'écrit :

$$\int_0^{d_g} \phi_1 dy + \int_{d_g}^{\infty} \phi_2\, dy = (\phi_1(o) - \frac{\beta_1 d_h^2}{2\,i}) \int_0^{\infty} e^{-\frac{1+i}{d_h} y}\, dy$$

$$+ \frac{\beta_1 d_h^2}{2i} \left[ch\frac{1+i}{d_h} y \int_0^{d_g} e^{-\frac{1+i}{d_v} y} - e^{-\frac{1+i}{d_h} d_g} \int_{d_g}^{\infty} sh\frac{1+i}{d_h} y\, d_y + \int_0^{d_g} dy \right]$$

Le calcul s'effectue sans difficulté et l'on trouve :

$$A = \int_0^{\infty} \phi dy = \frac{d_v}{1+i} \left[\phi_1(o) + \frac{\beta_1 d_h^2}{2i} \left(e^{-\frac{1+i}{d_h} d_g} - 1\right) \right] + \frac{\beta_1 d_h^2\, d_g}{2\,i}$$

On cherche ensuite la partie réelle de $i\omega A$ et on calcule E_h à l'aide de (45) ; ceci conduit finalement, en remplaçant $\phi_1(o)$ par sa valeur (31), à l'expression suivante :

$$\frac{E_h}{|p|^2} = (\gamma-1) \frac{\omega d_h}{2\rho c^2} \left\{1 - \frac{\beta_1 d_h^2\, \alpha\gamma}{2(\gamma-1)} \left[e^{-\frac{d_g}{d_h}} \left(\cos \frac{d_g}{d_h} - \sin \frac{d_g}{d_h}\right) - 1 + 2 \frac{d_g}{d_h} \right] \right\} \qquad (49)$$

Pour $\beta_1 = 0$, on retrouve la valeur[1] habituelle de l'énergie perdue par unité de surface de la paroi. La relation (49) montre que les ions contenus dans la gaine ont pour effet de réduire l'amortissement en surface de l'onde. (le terme en facteur de β_1 est toujours positif.

En remplaçant d_h par sa valeur définie précédemment on peut obtenir plus simplement

$$\frac{E_h}{|p|^2} = (\gamma-1) \frac{\omega d_h}{2\rho c^2} \left\{1 - \frac{\beta_1}{\omega} e \left[\frac{d_g}{d_h} \left(\cos \frac{d_g}{d_h} - \sin \frac{d_g}{d_h}\right) - 1 + 2 \frac{d_g}{d_h} \right] \right\} \qquad (50)$$

- Calcul de E_v -

La détermination de E_v nécessite quelques calculs, trop longs pour être détaillés ici. La relation (47) indique qu'avant d'intégrer il faut calculer le module de $\partial u_x/\partial y$, c'est-à-dire de la dérivée des fonctions $G_1(y)$ et $G_2(y)$ définies par (42) et (43). On décompose l'intégrale de zéro à l'infini en deux parties, une première de zéro à d_g est relative aux pertes d'énergie dans la gaine, une deuxième de d_g à l'infini rend compte des pertes à l'extérieur de cette gaine.

Nous le désignerons respectivement par E_{v_1} et E_{v_2}. On calcule ainsi que :

$$E_{v_1} = \frac{\omega d_v}{2\rho c^2}\{1 - e^{-2\frac{d_g}{d_v}} - d_v|b|\eta e^{-\frac{d_g}{d_v}}\left[\sin\frac{d_g}{d_v}\right.$$

$$\left. + e^{-\frac{d}{d_v}}(\cos\frac{d_g}{d_v} + \sin\frac{d_g}{d_v})\operatorname{sh}\frac{d_g}{d_v}\right] + \frac{1}{2}d_v^2|b|^2\eta^2 e^{-2\frac{d_g}{d_v}}(\operatorname{sh}2\frac{d_g}{d_v} + \sin 2\frac{d_g}{d_v})\} \qquad (51)$$

Il est facile de voir que les termes en $d_v^2|b|^2\eta^2$ sont négligeables ; en effet $|b|^2$ est de l'ordre de λ^2/d_v^2 et η^2 est une quantité petite donnée à l'Appendice A-4 (pour $N_e = 10^{15}\ m^{-3}$ et $T_e \sim 10^4$ on trouve $\eta \simeq 3.10^{-2}$ en supposant que les ions effectuent dix collisions dans la gaine). Ceci étant $d_v^2|b|^2\eta^2$ est de l'ordre de $10^{-3}\lambda^2$, c'est-à-dire, pour les fréquences de quelques centaines de Hertz, un nombre petit devant 1. Le facteur $d_v|b|\eta$ est au moins un ordre de grandeur plus élevé.

L'expression de E_{v_2} est plus simple et s'écrit sous la forme suivante

$$E_{v_2} = \frac{\omega d_v}{2\rho c^2} e^{-2\frac{d_g}{d_v}}\left[1 + |b|\eta d_v(\cos\frac{d_g}{d_v} + \sin\frac{d_g}{d_v})\operatorname{sh}\frac{d_g}{d_v}\right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}|b|^2\eta^2 d_v^2(\operatorname{ch}2\frac{d_g}{d_v} - \cos 2\frac{d_g}{d_v})\right] \qquad (52)$$

On obtient finalement, en se limitant aux termes au premier ordre en $d_v|b|\eta$:

$$E_v = \frac{\omega d_v}{2\rho c^2}\left[1 - |b|\eta d_v \sin\frac{d_g}{d_v} e^{-\frac{d_g}{d_v}}\right] \qquad (53)$$

Il y a donc une réduction de l'amortissement qui, dans le cas où $d \simeq d_g$, est de quelques pour cent.

2-3 - <u>Comparaison des effets du plasma sur l'amortissement en volume et l'amortissement sur les parois</u>.

Les relations (50) et (53) montrent que l'effet du plasma sur l'amortissement aux parois peut être assimilé à une diminution de d_h et de d_v ; nous écrirons d_{h_p} et d_{v_p} ces quantités perturbées par le plasma.

L'onde étant amortie, le vecteur k a une partie imaginaire positive k_i (on a supposé une propagation en exp i(ωt-kx) ; cette constante d'amortissement est de la forme :

$$k_i = k_{i_1} + k_{i_2}$$

où k_{i_1} et k_{i_2} représentent successivement les pertes dans le volume du gaz et sur les parois ; chacune d'entre elles est diminuée par la présence du plasma et l'on a donc :

$$k_{i_p} = k_{i_1} (1-\varepsilon_1) + k_{i_2} (1-\varepsilon_2)$$

Dans les expériences qui seront décrites au Chapitre V, nous comparerons k_{i_p} à k_i c'est-à-dire

$$k_{i_p} - k_i = \varepsilon_1 k_{i_1} + \varepsilon_2 k_{i_2}$$

Il est intéressant de calculer sur un exemple particulier l'importance relative de ces deux termes de façon à savoir si l'effet du plasma sur l'amortissement de l'onde est un effet en volume, un effet de paroi, ou encore la somme des deux.

Nous allons comparer ces deux variations d'amortissement dans le cas d'un plasma dont la densité est de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} dans de l'argon à 10 Torr contenu dans un tube de rayon a ≃ 2.5 cm et à une fréquence acoustique voisine de 500 Hz. On peut alors calculer les principales grandeurs qui entrent dans ce calcul, c'est-à-dire :

$$d_h \simeq d_v \simeq 0.25 \text{ mm}$$

$$d_g \simeq 0.35 \text{ mm}$$

$$\beta_1 \simeq 40$$

$$\eta \simeq 3.10^{-3}$$

Nous avons vu précédemment que k_{i_2} est donné par

$$k_{i_2} = \frac{k}{a} (\gamma-1) d_h + d_i$$

On aura donc :

$$\varepsilon_2 k_{i_2} \quad \frac{k}{a} (\gamma-1) d_h A + d_h B$$

avec

$$A = \frac{\beta_1}{\omega} \; e^{-\frac{d_g}{d_h}} \left(\cos \frac{d_g}{d_h} - \sin \frac{d_g}{d_h}\right) - 1 + 2 \frac{d_g}{d_h}$$

$$B = |b| n \, d_v \sin \frac{d_g}{d_v} \, e^{-d_g/d_v}$$

Avec les valeurs calculées ci-dessus, on trouve

$$A \simeq \frac{60}{\omega}$$

$$B \simeq 10^{-4}$$

Dans ces conditions

$$\varepsilon_2 \, k_{i_2} \simeq (\gamma-1) \, d_h \, \frac{60}{\omega} \, \frac{k}{a} \simeq 2.10^{-3}$$

En ce qui concerne la quantité $\varepsilon_1 k_{i_1}$ elle a été déterminée au Chapitre I. Supposons que le plasma utilisé soit celui d'une décharge continue ; les électrons ont une vitesse de dérive telle que le rapport U_e/c soit de l'ordre de quelques centaine . La Figure 1-4 donne le rapport k_i/k, lui-même égal à $\varepsilon_1 k_{i_1}$; dans le cas du plasma choisi t_o est de l'ordre de 0.1 (I-4.1) et l'on trouve alors $\varepsilon_1 \, k_{i_1} \simeq 2.10^{-3}$.

Les variations d'amortissement dues à l'effet du plasma dans le volume du gaz et sur les parois du tube sont donc comparables, au moins dans l'exemple choisi. Néanmoins, un tel calcul résulte d'un certain nombre d'approximations, en particulier pour ce qui concerne le calcul de t_o et de β_1. La Figure 1-4 montre ainsi que $\varepsilon_1 k_{i_1}$ peut être beaucoup plus grand que la valeur calculée si t_o est inférieur à 0.1 seconde. Une bonne détermination de t_o supposerait une connaissance précise de la décharge, ce qui est évidemment à peu près impossible.

De la même façon, le calcul de β_1 qui est effectué à l'Appendic A-4 néglige un certain nombre d'effets tels que l'influence des électrons qui pénètrent dans la gaine ou, plus simplement, le profil de cette gaine.

De ceci on peut conclure que les variations d'amortissement qui peuvent être éventuellement observées résultent de la combinaison des effets du plasma sur le volume du gaz et sur les parois du tube, ces effets pouvant être comparables.

Il est possible de calculer la variation relative S d'amortissement ; nous avons vu au paragraphe 2-1.2 que l'énergie de l'onde est essentiellement perdue près des parois. Ceci donne donc S sous la forme

$$S = \frac{\varepsilon_1 \, i_1 + \varepsilon_2 \, k_{i_2}}{k_{i_2}}$$

Dans le cas de l'application numérique ci-dessus on calcule

ainsi que $S \simeq 3$ % pour $\tau \simeq 0.1$ sec.

CHAPITRE III

METHODES EXPERIMENTALES

L'étude expérimentale de l'interaction d'une onde acoustique avec un plasma pose a priori un problème pratique : l'appareillage habituel de l'acoustique est mal adapté aux mesures dans la gamme de pressions de l'ordre du torr. Ce problème se pose aussi bien en ce qui concerne l'excitation que la détection des ondes.

Nous allons décrire dans ce qui suit un certain nombre de solutions qui peuvent être adoptées pour pallier ces difficultés. Nous décrirons aussi l'appareillage et les montages communs aux différentes expériences qui ont été réalisées.

1 - EXCITATION D'ONDES ACOUSTIQUES DANS UN GAZ A BASSE PRESSION.

Le dispositif d'excitation le plus simple et qui vient immédiatement à l'esprit est le haut-parleur électrodynamique[†]. On obtient ainsi des niveaux sonores appréciables mais au prix d'une courbe d'émission en fréquence généralement mauvaise. Ceci n'a rien qui puisse surprendre, le problème de l'obtention d'une charge acoustique convenable pour un haut-parleur étant déjà difficilement résolu à la pression atmosphérique. A basse pression, l'impédance caractéristique ρc du milieu est petite et la membrane n'est plus amortie convenablement ; elle présente alors des résonances aiguës. Par ailleurs, l'excursion de l'équipage mobile devient tel, lorsque l'on cherche à obtenir un niveau sonore élevé, que sa destruction est fréquemment observée. De même, il n'est pas rare de faire brûler la bobine, ne serait-ce que parce qu'elle est mal ventilée. Nous avons néanmoins très généralement utilisé des haut-parleurs comme source d'excitation d'ondes acoustiques, moyennant les précautions évidentes qui s'imposent pour leur assurer une durée de vie raisonnable.

[†] un microphone excité par un signal électrique convenable peut également être utilisé ; les niveaux sonores obtenus sont faibles. Un microphone à condensateur ainsi utilisé a une courbe d'émission en fréquence qui est constante dans un assez large domaine.

Il est à remarquer que ces haut-parleurs présentent par ailleurs un inconvénient prévisible : celui de devoir être disposés dans des enceintes pompées pendant d'assez longs temps si l'on souhaite travailler dans des gaz contenant un faible taux d'impuretés.

Une fois mise en évidence la possibilité d'exciter une onde acoustique avec des plasmas, il est apparu que ceux-ci pouvaient être utilisés comme de bons haut-parleurs. Bien qu'ils présentent l'inconvénient de ne pouvoir émettre sans difficulté des niveaux sonores supérieurs à 60 à 70 dB (au moins pour ce qui est des plasmas couramment produits dans des tubes à décharges pour une pression de 1 à quelques torrs), ils sont intéressants en ce qu'ils n'introduisent pas de contamination particulière du gaz de la décharge. Ils présentent également l'avantage de pouvoir être utilisés jusqu'à des fréquences très élevées, aucune inertie de système mécanique n'entrant en ligne de compte dans leur principe de fonctionnement. Cette absence de circuit susceptible d'entrer en résonance par défaut d'amortissement permet enfin de leur attribuer a priori une bonne courbe de retransmission en fréquence, bien que, comme nous le verrons, cette affirmation doive être quelque peu pondérée.

2 - DETECTION D'ONDES ACOUSTIQUES DANS UN GAZ IONISE.

2-1 - Détection à l'aide de la modulation de la caractéristique volt-ampère d'une sonde électrostatique.

Nous avons vu qu'une onde acoustique se propageant dans un gaz ionisé perturbe la densité des particules chargées ; il est donc a priori concevable d'utiliser une sonde électrostatique comme moyen de détection de telles ondes.

Afin de mettre en évidence la possibilité de détecter ces ondes avec des sondes électrostatiques, nous allons décomposer la caractéristique volt-ampère de l'une d'entre elles en sa partie électronique et sa partie ionique ; nous supposerons que la sonde est plane et que sa caractéristique présente deux paliers de saturation (Figure 3.1).

Ces courants de saturation sont donnés par[27] :

$$I_e = A\, N_e q \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \qquad (1)$$

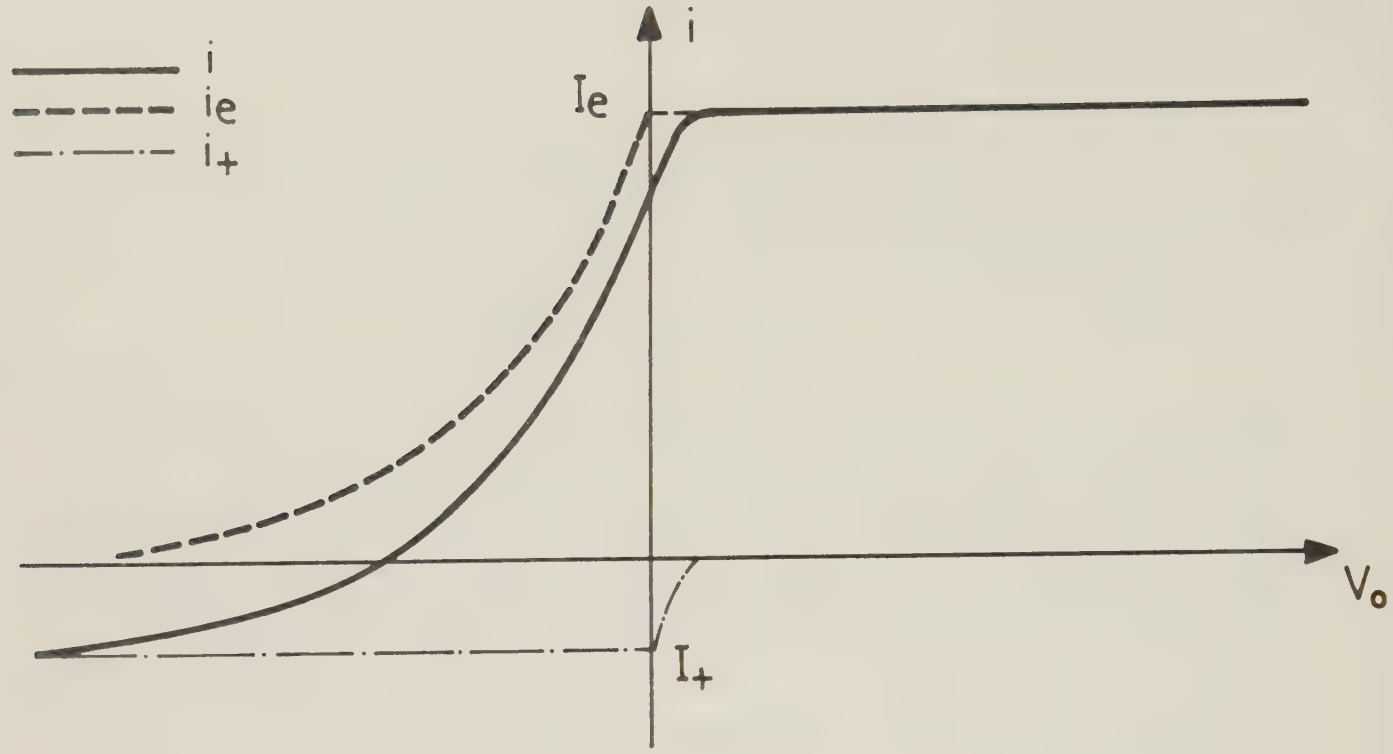


FIGURE 3-1 - Caractéristique de sonde (la valeur de I_+ a été exagérée pour la clarté du dessin).

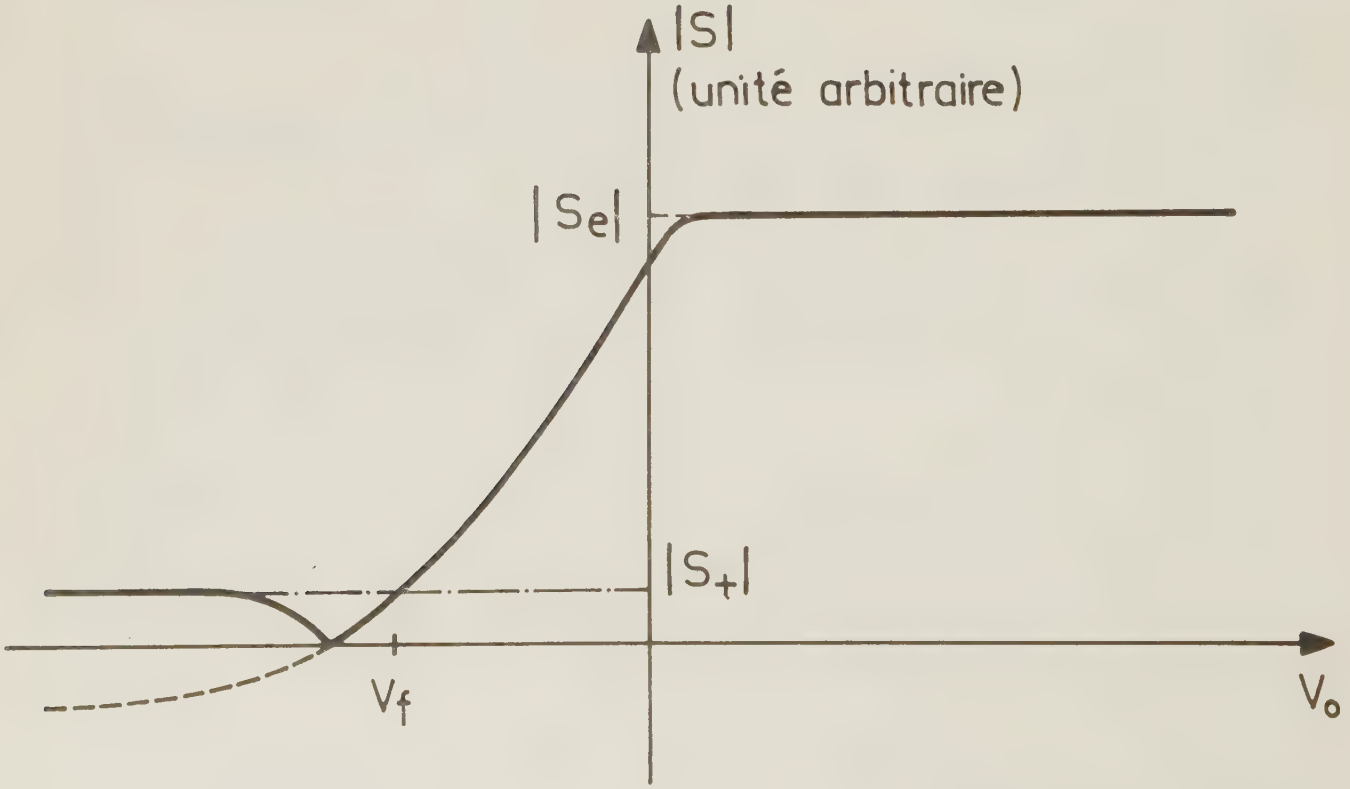


FIGURE 3-2 - Sensibilité de détection d'une onde acoustique par une sonde simple (la valeur de $|S_+|$ a été exagérée pour la clarté du dessin).

$$I_+ = A\, N_i\, q \left(\frac{kT_e}{2\pi m_i}\right)^{1/2} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\; I_e \qquad (2)$$

où A est la surface de la sonde. Supposons qu'une onde acoustique modifie de n_e la densité des particules chargées et de τ_e la température électronique. La perturbation du courant I_e est donnée au premier ordre par :

$$\Delta I_e = I_e \left[\frac{n_e}{N_e} + \frac{1}{2}\,\frac{\tau_e}{T_e}\right]$$

Supposons pour simplifier que la fréquence de l'onde soit assez faible pour que la quantité δ définie précédemment soit nulle ; on a alors :

$$\frac{n_e}{N_e} = \frac{n_n}{N_n} = \frac{1}{\gamma}\,\frac{p}{p_o} \qquad (3)$$

et

$$\frac{\tau_e}{T_e} = (\gamma_e - 1)\,\frac{n_n}{N_n} = \frac{\gamma_e - 1}{\gamma}\cdot\frac{p}{p_o} \qquad (4)$$

Dans ces conditions, (3) s'écrit simplement sous la forme suivante :

$$\Delta I_e = \frac{4}{3}\,\frac{I_e}{\gamma}\,\frac{p}{p_o} \qquad (5)$$

où on a supposé que la compression des électrons est adiabatique.

La perturbation du courant de saturation ionique en découle immédiatement à partir de (2) et l'on a :

$$\Delta I_+ = \frac{4}{3}\,\frac{I_e}{\gamma}\,\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}\,\frac{p}{p_o}$$

On remarquera que cette fluctuation est beaucoup plus faible que celle du courant d'électrons et qu'il est donc a priori préférable de détecter une onde acoustique à travers la fluctuation qu'elle induit dant le courant électronique. On y gagne le facteur $(m_i/m_e)^{1/2}$ qui, dans le cas de l'argon vaut environ 280.

Dans la zone des potentiels pour lesquels les électrons sont partiellement repoussés, la fluctuation Δi_e du courant est donnée par :

$$\Delta i_e = \Delta I_e \exp - \frac{eV_o}{kT_e} + I_e \left(\exp - \frac{eV_o}{kT_e}\right) \frac{eV_o}{kT_e} \frac{\tau_e}{T_e}$$

où V_o est le potentiel appliqué à la sonde mesuré par rapport au potentiel plasma. A l'aide de (3) (4) et (5), on obtient

$$\Delta i_e = \frac{4}{3} \frac{I_e}{\gamma} \left[\left(1 + \frac{eV_o}{kT_e}\right) \left(\exp - \frac{eV_o}{kT_e}\right) \right] \frac{p}{p_o}$$

La fluctuation du courant mesuré est donc égale à :

$$\Delta i = \frac{4}{3} \frac{I_e}{\gamma} \left[\left(1 + \frac{eV_o}{kT_e}\right) \left(\exp - \frac{eV_o}{kT_e}\right) - \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right] \frac{p}{p_o} \qquad (6)$$

En particulier, au potentiel flottant V_f ($I_e = I_+$) on a :

$$\Delta i_f = \frac{4}{3} \frac{I_e}{\gamma} \frac{eV_f}{kT_e} \exp - \frac{eV_f}{kT_e}$$

Si dans le circuit de mesure du courant de sonde on dispose une résistance R_o on lira à ses bornes une modulation de potentiel ΔV. La sensibilité S de détection des ondes acoustiques par une sonde est défini comme étant égale au rapport de ΔV à p ($S = \Delta V/p$). La Figure 3.2 en donne les variations en fonction de V_o.

A titre d'exemple, supposons que $R = 10^4\ \Omega$, $I_e = 100\ \mu A$ et $p_o = 1$ Torr, on a alors $S \simeq 1$ mV/μ bar, valeur comparable à celle des microphones à condensateurs. Cette sensibilité peut d'ailleurs être améliorée en prenant une résistance R_o plus grande que celle choisie ici (on est quand même limité dans ce sens par la résistance de fuite du montage). Elle le sera souvent aussi parce que le courant de saturation électronique a une valeur nettement plus élevée que dans cet exemple.

Nous n'avons pas tenu compte d'un éventuel déphasage entre les oscillations des électrons, des ions et des neutres. On peut prévoir assez simplement comment ce que nous avons dit précédemment doit être modifié dans ce cas : dans la zone des potentiels répulsifs pour les électrons la fluctuation du courant mesuré est plus faible qu'en l'absence d'un déphasage et cette diminution est d'autant plus sensible que l'on se trouve plus près du potentiel

flottant ; elle est négligeable au-delà du potentiel plasma et dans la zone de saturation ionique. Néanmoins et en toute circonstance, le courant mesuré n'est pas en phase avec l'onde acoustique.

Le cas de la double sonde à potentiel flottant se traite de la même manière ; on sait en effet[28] que dans un tel montage les courants d'ions collectés sont égaux (si les deux sondes sont identiques) et tendent à se compenser ; la somme totale des courants d'ions et d'électrons est constante quelle que soit la différence de potentiel V appliquée entre les sondes (un nombre égal d'ions et d'électrons est collecté). Pour V = 0, le courant continu reçu est nul et la fluctuation de particules chargées associée à l'onde acoustique n'est pas perçue par la sonde. Pour V ≠ 0, les fluctuations des courants d'ions continuent de se compenser ; néanmoins, la différence de potentiel appliquée imposant à l'une des deux sondes de recevoir un courant d'électrons plus faible (et donc à l'autre un courant plus élevé puisque leur somme reste constante), le courant total mesuré dans le circuit extérieur oscille en suivant la fluctuation des électrons du plasma. La Figure 3.3-A montre une caractéristique volt-ampère de double sonde obtenue avec l'une des décharges HF utilisées dans la suite de la présente étude ; elle est obtenue en l'absence d'onde acoustique imposée ; la Figure 3.3-B représente la fluctuation de courant de sonde mesurée avec un voltmètre sélectif en fonction de ΔV pour une onde acoustique imposée d'amplitude constante à la fréquence de 300 Hz. On y voit nettement que l'amplitude de la fluctuation est proportionnelle au courant continu de sonde, c'est-à-dire à la différence des courants d'électrons.

Ce résultat peut s'obtenir aisément par le calcul. Supposons en effet que la caractéristique volt-ampère de la double sonde présente un palier de saturation. On sait qu'elle peut être représentée par l'expression :

$$i = I_+ \, \mathrm{th} \, \frac{eV}{2kT_e}$$

où i est le courant mesuré. Supposons donc qu'une onde acoustique se propage dans le plasma où est plongée cette double sonde. La perturbation Δi du courant i est alors donnée par :

$$\Delta i = I_+ \frac{\tau_e}{T_e} \frac{eV}{2kT_e} \left(\mathrm{th}^2 \frac{eV}{2kT_e} - 1 \right) + \frac{4}{3} \frac{I_+}{\gamma} \frac{p}{p_o} \mathrm{th} \frac{eV}{2kT_e}$$

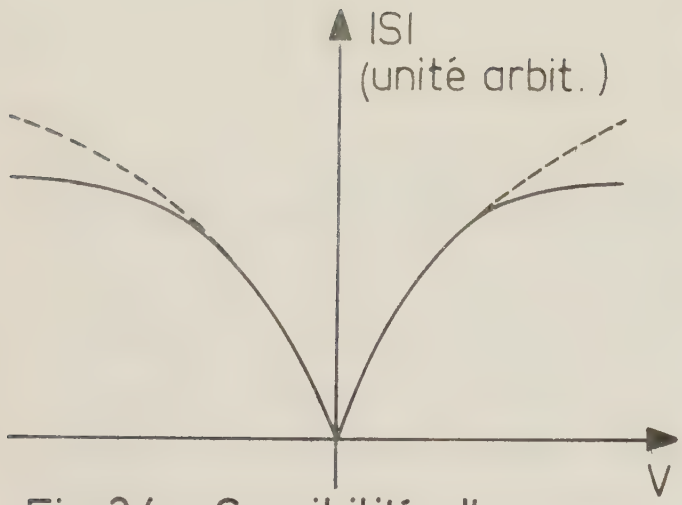
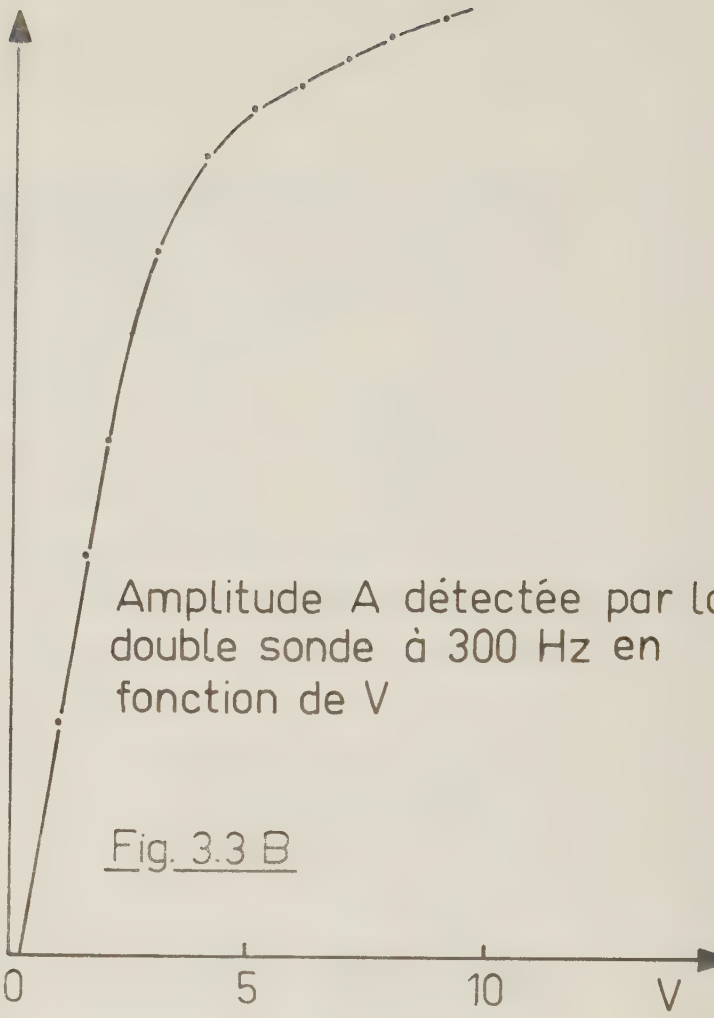


Fig. 3.4 Sensibilité d'une double sonde



Amplitude A détectée par la double sonde à 300 Hz en fonction de V

Fig. 3.3 B

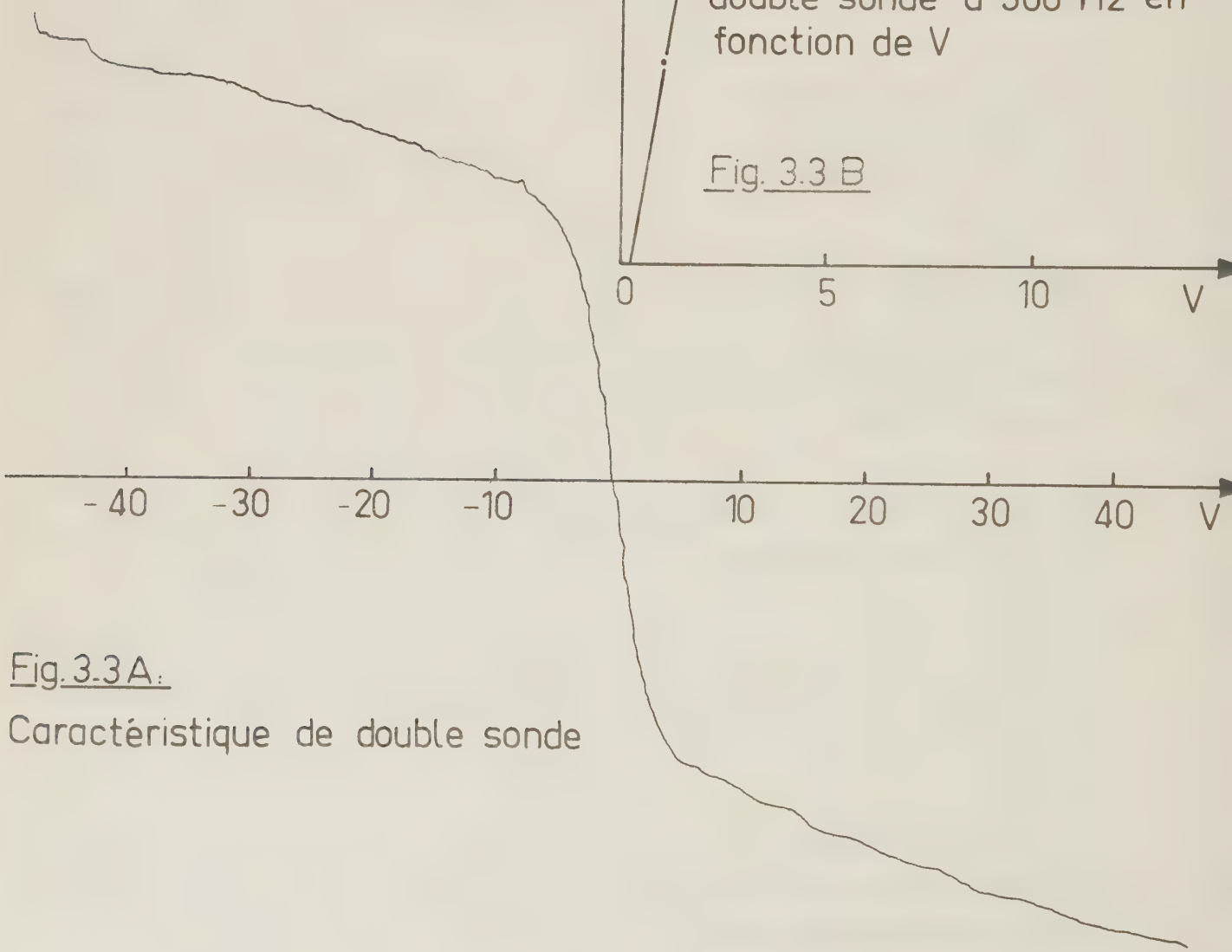


Fig. 3.3 A.

Caractéristique de double sonde

Ce qui peut encore s'écrire à l'aide de (4) sous la forme :

$$\Delta i = \frac{3}{4}\frac{I_+}{\gamma}\left[\frac{eV}{2kT_e}\left(th^2\frac{eV}{2kT_e} - 1\right) + 2\,th\frac{eV}{2kT_e}\right]\frac{p}{p_o}$$

Si on place dans le circuit de sonde une résistance R_o, on mesure à ses bornes une fluctuation de potentiel ΔV. Nous définirons encore la sensibilité S de détection comme étant égale à $\Delta V/p$; la Figure 3.4 en montre les variations en fonction de V. La sensibilité maximum S_M dans le cas où $R = 10^4\ \Omega$, $I_+ = 1\ \mu A$ et $p_o = 1$ Torr est alors d'environ 0,1 mV/µbar.

Des valeurs de sensibilité plus élevées peuvent être observées lorsque la caractéristique volt-ampère n'a pas de palier de saturation, ce qui est le cas le plus général ; I_+ est alors une fonction croissante de V et donc aussi S.

2-2 - Détection à l'aide de la modulation de la lumière émise par le plasma

La lumière émise par le plasma provient essentiellement de la désexcitation des atomes (ou des molécules) excités par les électrons. Ce processus est plus probable dans une zone de compression de l'onde que dans une zone de dépression : là où il y a plus de neutres, il y a plus d'électrons pour exciter ceux-ci sur des niveaux supérieurs. On conçoit que ce soit un moyen efficace de détection des ondes acoustiques ; il est facile de le vérifier en regardant la lumière totale du plasma à l'aide d'un photomultiplicateur ou d'une photodiode (même de sensibilité modeste).

Soit ΔI_{ex} la fluctuation à ω de l'intensité lumineuse I_{ex} émise par le plasma ; on a :

$$I_{ex} + \Delta I_{ex} \propto (N_n + n_n)(N_e + n_e) < \sigma > (u_{eo} + u_e)$$

où u_{eo} est la vitesse moyenne d'agitation thermique des électrons. La linéarisation de cette expression donne :

$$\Delta I_{ex} \propto N_n N_e < \sigma > N_{eo}\left[\frac{u_e}{u_{eo}} + \frac{n_e}{N_e} + \frac{n_n}{N_n}\right] \qquad (7)$$

Supposons que la fréquence de l'onde soit telle qu'il n'y ait aucun déphasage entre les neutres et les électrons. Puisque dans ce cas

$$\frac{n_e}{N_e} = \frac{n_n}{N_n} = \frac{1}{\gamma} \frac{p}{p_o}$$

et

$$\frac{u_e}{u_{eo}} = \frac{u_n}{u_{no}} = \frac{1}{2} \frac{\tau}{T_n} = \frac{1}{2} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\Delta p}{p}$$

La relation (7) peut s'écrire :

$$\Delta I_{ex} \propto N_e N_n < \sigma > N_{eo} \frac{2}{\gamma} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{4}\right)$$

ou encore, pour les gaz monoatomiques :

$$\frac{\Delta I_{ex}}{I_{ex}} \simeq \frac{2}{\gamma} \frac{p}{p_o} = 2 \frac{\delta}{\rho}$$

La mesure du rapport $\Delta I_{ex}/I_{ex}$ permet donc en principe de mesurer la condensation de l'onde acoustique. On dispose ainsi d'un détecteur d'onde acoustique dont la sensibilité peut être élevée si celles du photomultiplicateur et de la chaîne électronique qui lui font suite le sont également ; néanmoins la mesure de I_{ex} n'est pas aisée et il est de ce fait plus tentant d'utiliser une sonde électrostatique pour détecter une onde acoustique.

Lorsqu'il existe un déphasage entre électrons et neutres, la fluctuation de lumière est plus faible que celle que nous avons déterminée mais néanmoins n'est jamais nulle.

Dans le cas d'une post-décharge, la mesure peut être plus compliquée à interpréter ; on a rencontré ce fait au paragraphe I-3.3. Si le coefficient de recombinaison α_R dépend peut de la température électronique (exemple de la recombinaison dissociative) la fluctuation de lumière émise est en phase avec celle des électrons ; elle est en opposition de phase si le coefficient s défini dans la relation (II-41) est tel que $S >> 2 (\gamma_e - 1)^{-1}$. Ce dernier cas se rencontre en particulier, nous le savons, lorsque la recombinaison est radiativo-collisionnelle (S = 4.5).

2-3 - Modulation d'une onde hyperfréquence

Nous avons déjà signalé (I-3.2) que des ondes acoustiques peuvent être détectées par la modulation qu'elles imposent aux résonances de Tonkes-Dattner de plasmas de post-décharge.

Notons que, pour la même raison, la conductivité électrique d'un plasma étant modulée à la fréquence de l'onde acoustique, une onde électromagnétique qui le traverse subit cette modulation. Ce point sera étudié en détail au Chapitre VI.

3 - DETECTION D'ONDES ACOUSTIQUES DANS UN GAZ NEUTRE SOUS PRESSION REDUITE.

Les différents modèles de microphones que l'on peut trouver sur le marché sont, a priori, utilisables ; néanmoins, il faut s'attendre à observer des modifications de leur caractéristique en fréquence, puisque l'amortissement des systèmes mécaniques qui les constituent n'est évidemment pas le même qu'à la pression atmosphérique.

Dans ce qui suit, nous ne nous attacherons pas à la description du principe de fonctionnement de ces microphones mais seulement à l'effet de la pression ambiante sur leur réponse.

3-1 - Détection à l'aide d'un microphone à condensateur

Un tel microphone présente l'avantage de pouvoir être directement étalonné à la pression voulue à l'aide d'un "excitateur électrostatique" et de pouvoir donc servir ultérieurement de microphone de référence.

Un "excitateur électrostatique" est constitué d'une grille polarisée disposée parallèlement à la membrane mobile du condensateur et à une distance de celle-ci de l'ordre de quelques dizièmes de millimètres ; la tension V de polarisation crée une force électrostatique qui, suivant le signe de V, attire ou repousse cette membrane (l'excitateur est solidaire du reste du microphone). Une tension V alternative simule ainsi les variations de pression d'une onde acoustique sous incidence normale à la membrane, onde qui aurait une fréquence double de celle de V puisque la force électrostatique

est en V^2. La courbe donnant la tension aux bornes du microphone (ou plutôt de son préamplificateur) en fonction de ω (à V fixé) est la réponse en pression de ce microphone. La Figure 3.5 montre une telle courbe de réponse obtenue avec un microphone Brüel et Kjaer type 4133 pour différentes valeurs de la pression statique. On remarque que le microphone présente, pour les pressions statiques les plus faibles auxquelles nous aurons à l'utiliser, une résonance aiguë vers 20 kHz. Cette résonance est celle de la membrane chargée par le gaz qui se trouve en avant et en arrière de celle-ci -(dans le vide cette fréquence de résonance ne dépend que de la rigidité et de la masse de la membrane du microphone utilisé)-

Loin de la résonance (jusqu'à environ 8000 Hz) la courbe de réponse du microphone reste plate et sa sensibilité dépend peu de la pression; cette sensibilité est alors, en effet, essentiellement déterminée par la rigidité de la membrane et très peu par la masse de gaz qui l'environne. La tension continue de polarisation qui est appliquée entre les deux armatures du condensateur est de l'ordre de 200 V ; elle est insuffisante pour créer une décharge dans le gaz que contient le condensateur.

La sensibilité absolue du microphone à 1 kHz et à la pression atmosphérique étant donnée par le constructeur, on peut donc déduire des mesures précédentes cette sensibilité absolue pour n'importe quelle fréquence et pression de fonctionnement.

3-2 - Détection à l'aide d'un microphone électrodynamique ou d'un microphone piézoélectrique.

Ces deux modèles sont, comme le microphone à condensateur, sensibles à la pression ambiante qui amortit plus ou moins bien leur résonance propre. On observe qu'un modèle électrodynamique a une grande sensibilité au voisinage de quelques centaines de Hertz (fréquence qui dépend bien entendu des dimensions du microphone) ; ceci peut être un avantage pour des expériences à fréquence fixe, avantage que l'on ne retrouve avec un microphone à condensateur que pour des fréquences très élevées. La résonance d'un microphone piézoélectrique se situe, elle, vers quelques kilohertz (5.4 kHz pour un General Radio 1560 P 5)

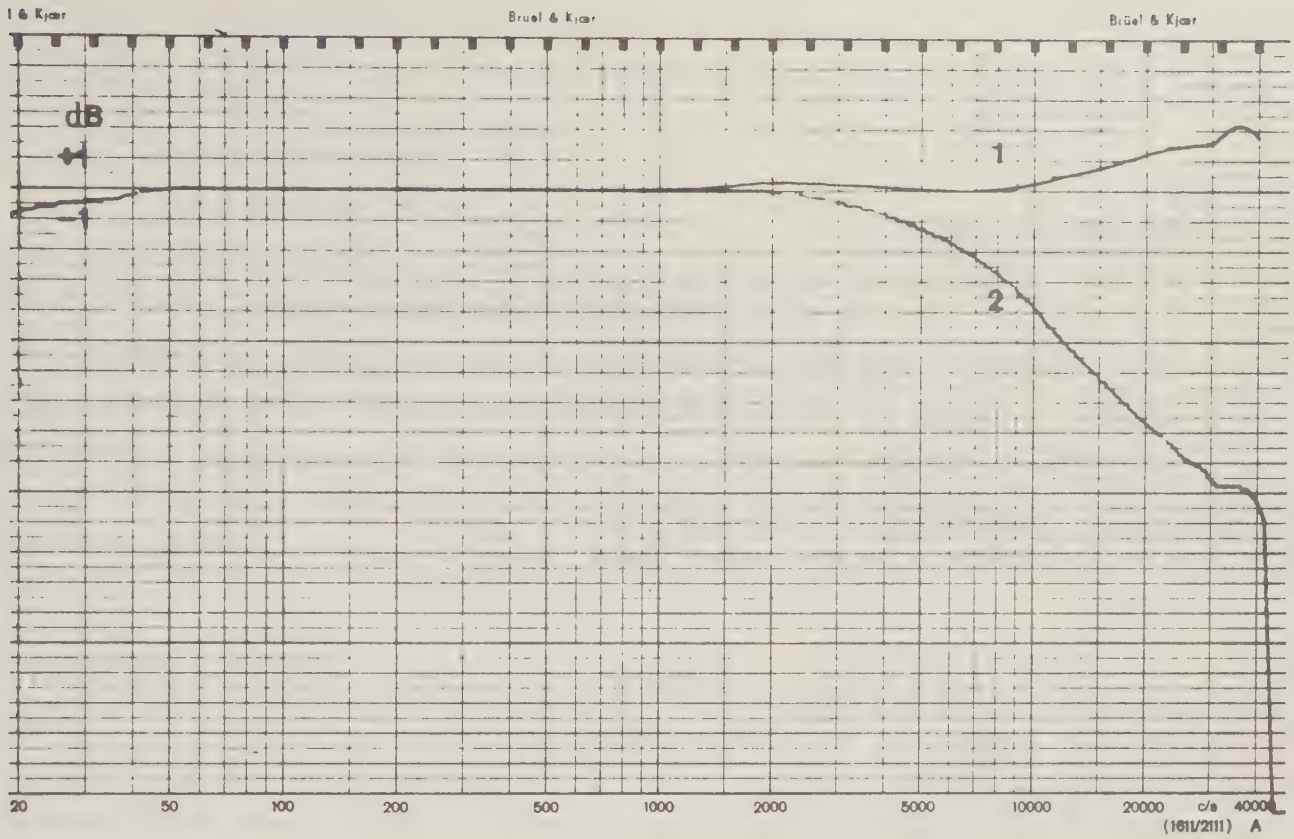


FIGURE 3.5.A - Réponse du microphone étalon à la pression atmosphérique en champ libre (1) et en pression (2)

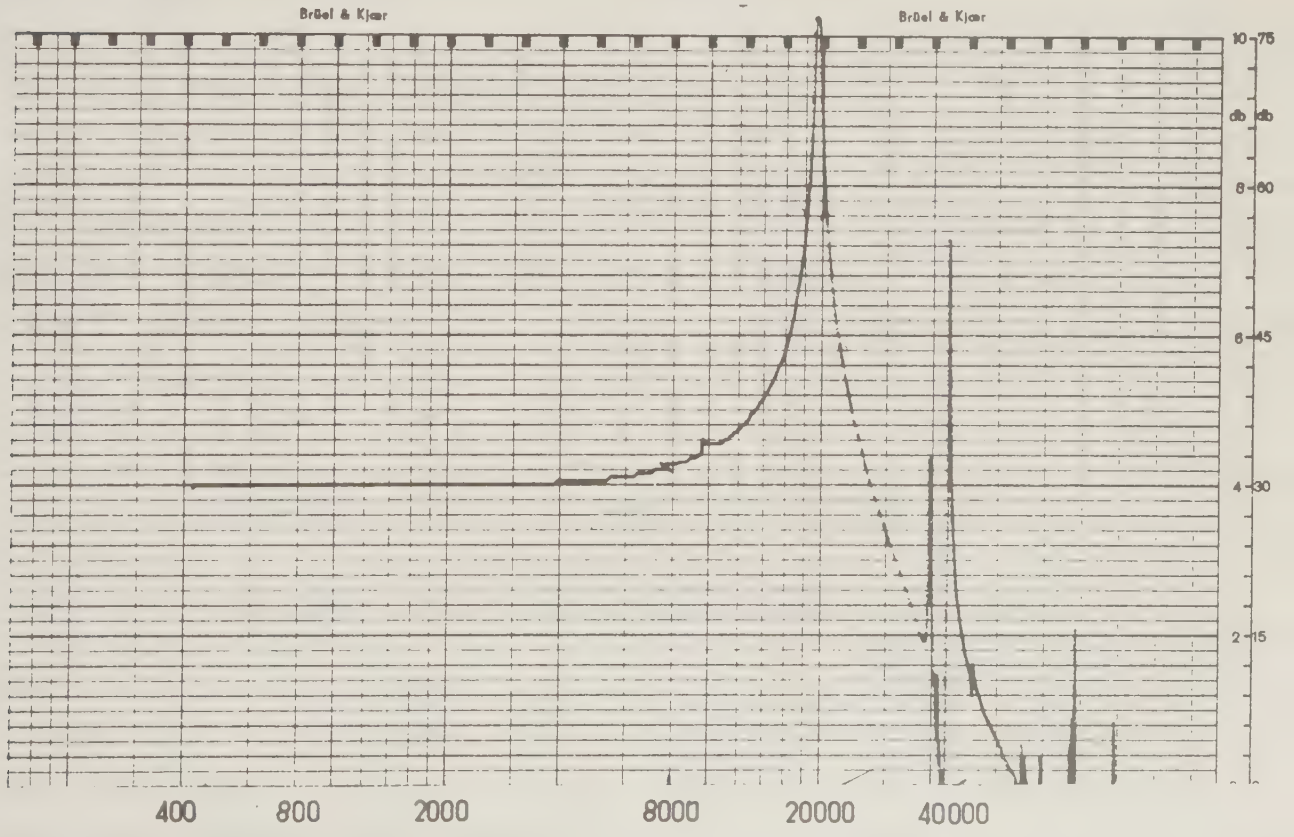


FIGURE 3.5.B - Réponse en pression du microphone étalon à une pression de 10 Torr

4 - MESURES ACOUSTIQUES.

L'un des microphones décrits au paragraphe 3-1 peut être utilisé pour une analyse des fluctuations de pression de l'onde. Un voltmètre sélectif à largeur de bande constante (3.16 - 10 - 31.6 ou 100 Hz) et à accord variable fait suite au microphone choisi ; il permet des mesures depuis environ 20 dB[†] jusqu'à de l'ordre de 140 dB. Ce voltmètre est en permanence accordé sur la fréquence d'oscillation d'un générateur basse fréquence auquel il est asservi électroniquement.

Une analyse en fréquence d'un signal acoustique peut être réalisé en un temps de l'ordre de la minute à l'aide du voltmètre et du générateur associés à un enregistreur à plume. Ce dernier assure en effet un réglage mécanique de la fréquence d'oscillation du générateur BF proportionnellement à l'avancement du papier d'enregistrement, fréquence sur laquelle le voltmètre est accordé.

Le constructeur indiquant la sensibilité du microphone fourni, on ajuste le gain du voltmètre de façon à donner à ce microphone une sensibilité apparente de 1 mV/µ bar à 1 kHz. La correction qui est alors à apporter à une lecture de la déviation de l'aiguille du voltmètre est négligeable dans une large plage de fréquence lorsqu'on utilise un microphone à condensateur ; on a vu en effet que la réponse de celui-ci est, au moins à la pression atmosphérique, plate à ± 1 dB jusqu'à des fréquences élevées. A basse pression, on pourra tenir compte au voisinage de 1000 Hz de la légère variation de sensibilité observée (Figure 3.5) ; des corrections importantes, mais connues, doivent être apportées aux indications du voltmètre lorsque l'on se rapproche de la fréquence de résonance mécanique du condensateur. Pour des mesures à fréquences variables, l'emploi de microphones électrodynamiques ou piézoélectriques est peu conseillé ; ils imposent en effet de nombreuses corrections et, à basse pression, un étalonnage préalable (obtenu très généralement par comparaison de leur réponse à celle d'un microphone à condensateur).

[†] il s'agit ici de décibels "acoustiques" mesurés par rapport à la plus petite fluctuation de pression perceptible par l'oreille moyenne à 1 kHz : 2.10^{-4} µbar.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE DES PROCESSUS D'EXCITATION

Nous avons vu au Chapitre I que les échanges d'énergie entre les particules chargées et neutres d'un gaz ionisé pouvaient être la cause d'une excitation d'ondes acoustiques et qu'il suffisait pour cela de faire varier soit le nombre de ces neutres soit la quantité d'énergie qui leur est transférée par les particules chargées. Ce dernier point va retenir notre attention.

1 - MISE EN EVIDENCE DE QUELQUES PROCESSUS D'EXCITATION.

Différentes expériences avaient montré soit directement soit indirectement qu'un gaz faiblement ionisé peut être à l'origine de l'excitation d'ondes acoustiques. Nous en avons reproduit un certain nombre mais nous nous sommes particulièrement attachés à l'étude de l'effet d'un champ hyperfréquence modulé en amplitude imposé au plasma à travers une cavité résonnante.

1-1.- Description du dispositif d'étude expérimentale

Dans un tube en verre pyrex (rayon = 1 cm), on produit un plasma après que le tube ait été pompé et qu'on y ait introduit le gaz neutre d'étude à la pression désirée ; les ondes acoustiques excitées sont détectées à l'aide de l'un des microphones décrits précédemment, disposé dans l'axe du tube de propagation. Le plasma est soit celui d'une décharge luminescente produite par une tension continue appliquée entre deux électrodes soit celui d'une décharge hyperfréquence.

1-1.1 - Décharge luminescente

Les électrodes de la décharge sont disposées perpendiculaires à l'axe du tube de façon à dégager complètement le passage des ondes acoustiques. L'anode est un cylindre creux en fer utilisé couramment dans les tubes fluorescents ; la cathode est soit identique à l'anode soit constituée d'un petit tube en tantale emmanché sur un support. Ce tube, soumis au bombardement ionique de la décharge, est porté à une température élevée (de l'ordre de 1500 degrés) et fonctionne dans des conditions comparables à celles d'une cathode chaude ; on gagne sur celle-ci de n'avoir pas de chauffage et de disposer d'un élément particulièrement robuste, mais on y perd sur l'émissivité qui est nettement plus faible : il faut disposer d'une tension de l'ordre de 600 volts aux bornes du tube pour débiter un courant de décharge de 100 milliampères. Le champ électrique continu dans la colonne positive (mesuré entre deux sondes électrostatiques éloignées d'une distance connue) est typiquement de l'ordre de quelques V/cm.

La cathode en tantale a été souvent utilisée car elle permet d'obtenir assez facilement un régime stable de décharge ce qui, bien entendu, est une condition essentielle à remplir dans ce genre d'expériences.

Avec une telle décharge dans de l'argon à une pression de 1 Torr on obtient des densités électroniques de l'ordre de 10^9 à 10^{11} cm^{-3} et une température électronique voisine de 1.6 eV.

1-1.2 - Décharge hyperfréquence

Une cavité cylindrique (L = 12 cm, ϕ = 9 cm) est disposée coaxialement au tube et est excitée sur l'un de ses modes TE ou TM les plus bas à l'aide d'un générateur hyperfréquence fournissant les quelques watts nécessaires entre 2000 et 4000 MHz. On obtient ainsi un plasma dont la densité et la température électroniques sont respectivement de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} et 1.8 eV pour 1 Torr d'argon. L'intérieur de la cavité a été poli mécaniquement avec soin et son coefficient de surtension, lorsque le plasma est allumé, est voisin de 1000 pour le mode TE_{111}.

1-1.3 - Banc de pompage

Il permet d'obtenir des vides limites de l'ordre de quelques 10^{-6} Torr à l'aide d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile. Les gaz neutres introduits dans le tube ont une pureté commerciale normale ; pour éviter leur contamination par les nombreuses impuretés contenues dans les éléments disposés dans le tube (microphone, haut-parleur), il est nécessaire de pomper le tube pendant plusieurs heures à basse pression à travers un piège cryogénique avant de procéder aux mesures.

1-1.4 - Appareillage hyperfréquence

Différents générateurs et éléments de circuit sont nécessaires. Il faut par exemple pouvoir produire, si besoin est, une décharge HF ; ceci s'obtient à l'aide d'un générateur qui délivre une puissance maximum de 10 W entre 2000 et 4000 MHz, ce signal pouvant par ailleurs être modulé, soit en amplitude, soit en fréquence.

Lorsqu'une faible modulation de l'énergie totale fournie au plasma est à obtenir, c'est un générateur à bas niveau ($\leq$ 100 mW) qui est utilisé, aisément accordable (carcinotron) pour explorer rapidement les différents modes de la cavité.

Différents coupleurs directifs permettent de contrôler à la fois le taux de modulation, la puissance incidente et la puissance réfléchie par la cavité ; un correcteur d'impédance assure une utilisation optimum de l'énergie disponible.

1-2.- Résultats expérimentaux descriptifs.

1-2.1 - Allumage et extinction du tube à décharge

Le voltmètre sélectif qui fait suite au microphone disposé dans le tube étant réglé sur une fréquence quelconque du domaine audible (par exemple 1 kHz), on observe que l'allumage du tube cause une brève mais importante déviation de l'aiguille du voltmètre et qu'il en est de même à l'extinction du tube (observation qui peut être renouvelée mais de manière plus commode en excitant ce tube avec des impulsions courtes dont la fréquence de répétition est la même que la fréquence d'accord du voltmètre, ou un de ses harmoniques).

Ce résultat n'a rien qui puisse surprendre, chacun étant habitué au bruit de l'orage ou plus modestement à celui des étincelles électriques. Dans une telle excitation d'ondes acoustiques, on injecte subitement dans le gaz neutre une certaine quantité d'énergie ou, pour parler en terme de plasma, la densité et la température électroniques changent brusquement.

1-2.2 - Modulation du plasma à l'aide de deux grilles

Deux grilles métalliques parallèles et distantes de quelques millimètres sont disposées dans le plasma perpendiculairement à l'axe du tube ; une différence de potentiel alternative de quelques volts à une fréquence du domaine audible excite une onde acoustique forte. Dans ce genre d'expérience on module à la fois n_e et T_e dans le plasma[29].

1-2.3 - Modulation du plasma par une onde électromagnétique

Cette modulation est obtenue grâce à la cavité électromagnétique qui entoure le tube dans lequel le plasma est celui de la décharge luminescente ; la cavité est alimentée dans ce cas à des niveaux de puissance faibles (< 20 mW).

La modulation d'amplitude est réalisée soit en régime d'impulsions soit en régime sinusoïdal ; on accorde le voltmètre sélectif sur la fréquence de répétition de ces signaux et on observe que l'aiguille de son galvanomètre dévie : une onde acoustique a été excitée.

Dans le cas d'une modulation en impulsion, on peut chercher, à l'aide du voltmètre, à trouver si l'onde acoustique possède un spectre en fréquence comparable à celui des impulsions qui l'excitent (Appendice A-5).

Le même résultat peut être obtenu avec la décharge hyperfréquence : le plasma est excité à travers l'un des modes de la cavité (par exemple TE_{111}) et faiblement perturbé par une onde dont la fréquence est égale à celle d'un autre mode (par exemple TM_{010}) ; l'amplitude de cette dernière onde est modulée comme précédemment.

Lorsque le plasma est produit par une onde hyperfréquence, il suffit de moduler l'amplitude de celle-ci pour exciter une onde acoustique à la fréquence de la modulation. On obtient ainsi des niveaux sonores de l'ordre

de 70 dB et plus (une modulation en fréquence est également possible ; mais il faut alors prendre soin de choisir une excursion assez faible pour ne pas sortir de la plage de résonance du mode utilisé).

1-2.4 - Modulation du plasma à l'aide d'une sonde électrostatique

Le plasma de la décharge luminescente étant allumé, on impose une modulation à basse fréquence de la tension de polarisation V appliquée à une sonde cylindrique disposée dans ce plasma. Pour $V \simeq V_p$ l'onde acoustique excitée est très faible, en dessous du seuil de sensibilité de l'appareillage de détection (20 dB) ; ceci était prévu (I-3.4). Mais lorsque l'on fait croître la tension de polarisation on observe l'excitation d'ondes acoustiques ayant des niveaux sonores qui peuvent atteindre 60 ou même 80 dB ; le courant collecté par la sonde est alors important et représente une fraction non négligeable du courant total de la décharge qui est perturbée dans son ensemble : on retrouve l'un des cas étudiés précédemment.

2 - ETUDE DETAILLEE DES PROCESSUS D'EXCITATION.

Dans ce qui suit nous allons montrer que le terme de source de l'onde acoustique est bien, comme le prévoit la théorie, proportionnel à la dérivée par rapport au temps de l'énergie fournie au gaz neutre ($\partial H/\partial t$) et montrer également que les particules chargées du plasma oscillent dans l'onde en phase avec les neutres.

Ces deux résultats ne peuvent être obtenus avec un seul montage expérimental. Nous montrerons pour commencer que $\partial H/\partial t$ est le terme de source et, ayant admis ce fait, nous mettrons en évidence l'accord de phase des oscillations des différents types de particules.

2-1.- Etude du terme de source.

2-1.1 - Plasma hyperfréquence

Une première étude a été effectuée à l'aide d'un plasma produit par une onde hyperfréquence ; une telle décharge présente l'intérêt d'être bien délimitée, et ceci sans qu'il soit nécessaire d'introduire d'électrodes dans le tube. Le montage expérimental est celui décrit en 1-2.3.

L'onde acoustique est excitée par modulation d'un signal hyperfréquence à bas niveau et détectée par un microphone Brüel et Kjaer dont la courbe de réponse est connue à la pression de fonctionnement choisie (III-3.1). De façon à éviter autant que faire se peut l'établissement d'un régime d'ondes stationnaires dans le tube, ce dernier a une longueur de quatre mètres[†] et le micro est disposé perpendiculairement à l'axe du tube (Figure 4-1). La grille de protection du microphone est montée sur celui-ci afin de protéger la membrane du condensateur ; ses effets de correction (en champ libre) sur la courbe de réponse en pression sont négligeables.

La mesure de l'amplitude de l'onde en fonction de la fréquence d'excitation permet de montrer le caractère de source du terme $\partial H/\partial t$. Néanmoins, un calcul préalable s'impose pour interpréter convenablement cette mesure.

Le plasma a une longueur[††] ℓ et on choisit l'origine de l'axe des z porté par l'axe du tube au milieu de la cavité, soit $f_\omega(x,y,z)$ le terme de source des ondes acoustiques à la fréquence ω. Pour connaître l'amplitude de l'onde au point z nous devons résoudre l'équation inhomogène :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = f_\omega(r,\varphi,z) \qquad (1)$$

soit $g_\omega(x,y,z|x_o,y_o,z_o)$ la fonction de Green correspondant à l'excitation d'ondes dans un tuyau sonore donné, c'est-à-dire la solution de

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 g_\omega}{\partial t^2} - \nabla^2 g_\omega = -\delta(\underline{r} - \underline{r}_o) \qquad (2)$$

où les δ sont des "fonctions" de Dirac. La relation (2) correspond à l'excitation d'ondes par une source ponctuelle placée en r_o, φ_o, z_o. On peut montrer que, si on se limite au mode fondamental du tuyau sonore supposé de longueur infinie, on a (Appendice A-6) :

$$g_\omega = -\frac{i\,c}{2\omega S} e^{-i\frac{\omega}{c}|z-z_o|} \qquad (3)$$

[†] L'amplitude de l'onde à 1 kHz dans de l'argon à 1 Torr varie comme $\exp - 3.10^{-2}\ell$, où ℓ est la longueur du déplacement exprimé en cm. Ainsi pour ℓ = 100 cm, l'amplitude de l'onde décroît d'un facteur 20.

[††] Aux pressions de fonctionnement de cette expérience, la longueur du plasma est inférieure à celle de la cavité ($\ell < L$).

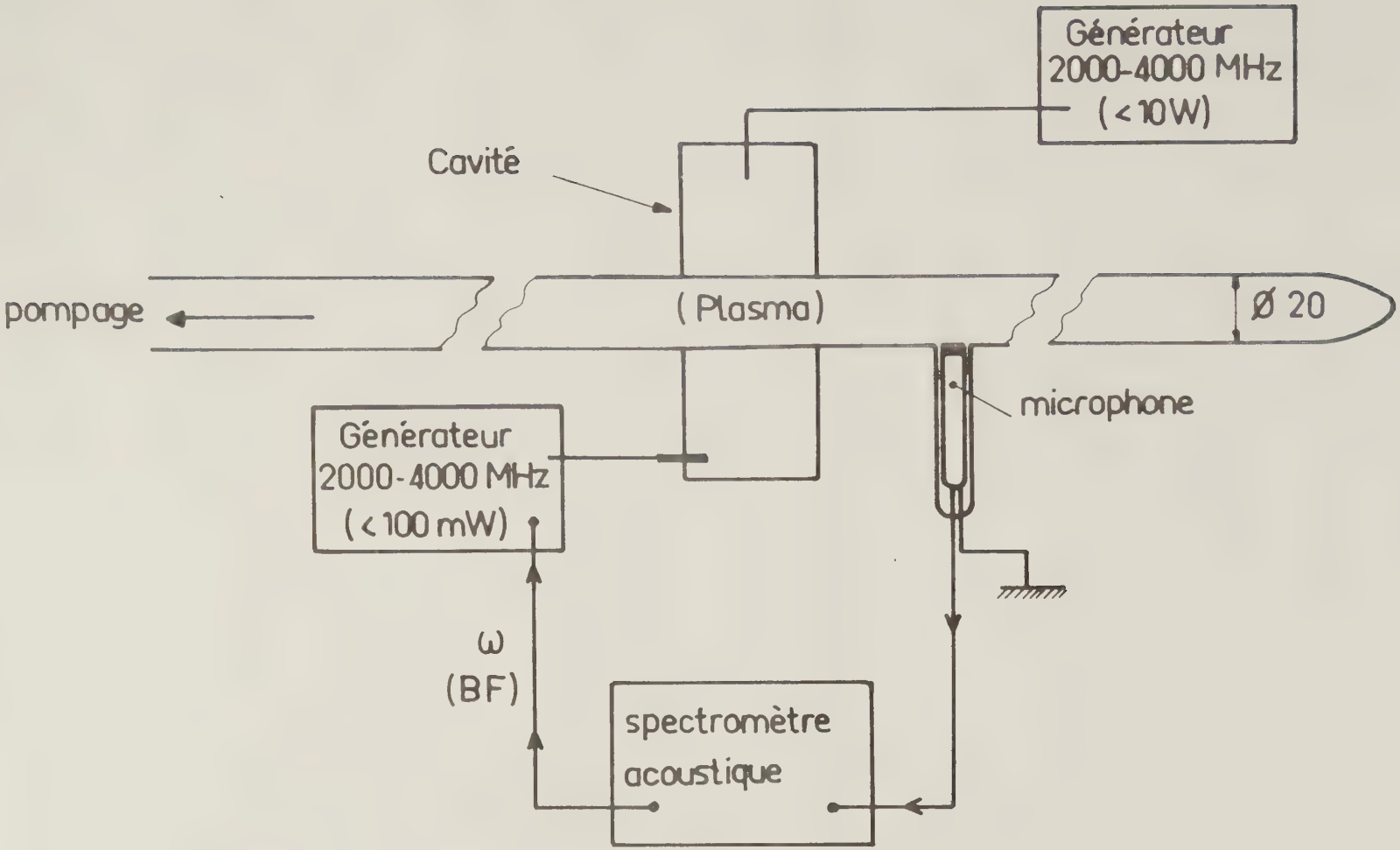


FIGURE 4-1 - Schéma de montage pour l'étude du terme de source des ondes acoustiques.

Ceci étant, la solution de (1) pour f_ω supposé nul en déhors de l'intervalle $-\frac{\ell}{2} < z < \frac{\ell}{2}$ peut être calculée à l'aide de :

$$p_\omega(z) = \int_{-\frac{\ell}{2}}^{+\frac{\ell}{2}} dz_o \int\int_S f_\omega \, g_\omega \, dS \qquad (4)$$

où l'intégrale en r et φ est effectuée sur une section droite du tuyau sonore.

La forme de f_ω dépend du mode électromagnétique utilisé dans la cavité pour exciter les ondes acoustiques ; l'amplitude de l'onde acoustique résultante dépend donc aussi du mode électromagnétique choisi.

La comparaison de la relation (1) avec (I-10) montre que si on néglige l'apport de masse au gaz neutre et les échanges de quantité de mouvement on a :

$$f_\omega = \frac{\gamma-1}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t} = i\omega \frac{\gamma-1}{c^2} H \qquad (5)$$

où l'on a supposé comme précédemment des variations de H en exp iωt, variations imposées ici par le champ électrique d'oscillation de la cavité. Ce champ E est de la forme

$$E = A(r,\varphi)\, M(z_o) \qquad (6)$$

et $H = \alpha E^2$ où α est une constante de proportionnalité. Par ailleurs, le plasma a un profil de densité représenté par $B(r,\varphi)\, N(z_o)$. Ceci étant, la relation (4) s'écrit, compte tenu de (5) et (3) :

$$p_\omega(z) = \alpha \frac{\gamma-1}{2cS} \int\int_S A^2(r,\varphi) B(r,\varphi) dS \int_{-\frac{\ell}{2}}^{\frac{\ell}{2}} M^2(z_o) N(z_o) e^{-i\frac{\omega}{c}|z-z_o|} dz_o \qquad (7)$$

$$= P_\omega \int_{-\frac{\ell}{2}}^{\frac{\ell}{2}} M^2(z_o) N(z_o)\, e^{-i\frac{\omega}{c}|z-z_o|} dz_o \qquad (8)$$

Le terme entre crochets est un nombre pour un mode hyperfréquence et une configuration de plasma donnés. L'intégrale sur z_o, elle, dépend non seulement du mode d'oscillation choisi et de la fréquence de l'onde acoustique, mais aussi du profil de densité électronique.

Supposons d'abord pour simplifier que $M(z_o) = Cte$ (on excite un mode $TM_{\nu no}$) et que le plasma soit uniforme en z_o. Dans ces conditions, le calcul

de (7) en dehors de la cavité ($z > 0$) donne :

$$p_\omega(z) = P_\omega \frac{2c}{\omega} \sin \frac{\omega \ell}{2c} e^{-i \frac{\omega}{c} z} \qquad (9)$$

La présence des termes ω^{-1} et sinus dans (9) peut être aisément interprétées. Supposons en effet qu'à l'instant t_o le signal d'excitation soit maximum ; il crée en tous les points du plasma une compression du gaz neutre compression qui se déplace ensuite à la vitesse c. Une demi période plus tard ($t_1 = t_o + T/2$) le signal est minimum et l'amplitude d'excitation également[†] ; à cet instant en un point A de la cavité vont donc s'additionner les ondes excitées l'une à l'instant t_o et qui s'est propagée de $cT/2 = \lambda/2$ et l'autre excitée à l'instant t_1 : leur somme est nulle. Si à chacun des points d'une moitié du plasma on peut associer un point de l'autre moitié tel que la distance de l'un à l'autre soit égale à $\lambda/2$, l'onde acoustique excitée a une amplitude nulle ; ceci a lieu pour une longueur ℓ de plasma lorsque $\ell = \lambda$, c'est-à-dire pour $\omega\ell/2c = \pi$. Plus généralement on réalisera cette opposition pour $\ell = n\lambda$ ou $\omega\ell/2c = n\pi$.

Pour une fréquence d'excitation donnée quelconque une telle opposition deux à deux de points distants de $\lambda/2$ dans le plasma n'est possible que sur une longueur ℓ' de plasma égale à un multiple de λ (on a $\ell' = n\lambda$). La différence $\ell - \ell'$ rayonne donc une onde acoustique à laquelle on ne peut opposer aucune autre onde provenant du plasma. Plus la fréquence est grande et plus $\ell - \ell'$ (c'est-à-dire le reste de la division de ℓ par λ) est petit ; la longueur de plasma qui émet tend ainsi à décroître de même que l'amplitude de l'onde acoustique excitée (facteur ω^{-1}). Inversement, pour une fréquence qui tend vers zéro, $\ell - \ell'$ tend vers ℓ : la totalité du plasma rayonne à l'extérieur et l'onde acoustique a une amplitude maximum.

Nous allons maintenant considérer le cas plus général d'un mod hyperfréquence et d'une répartition de plasma non constants en z_o mais symétrique par rapport au centre de la cavité ; nous posons $Q(z_o) = M^2(z_o)N(z_o)$. Pour connaître le comportement de p_ω en fonction de ω il faut savoir calculer l'intégrale suivante (en $z > \ell/2$)

$$I = \int_{-\ell/2}^{\ell/2} Q(z_o)\, e^{i \frac{\omega}{c} z_o}\, dz_o \qquad (10)$$

[†] Le raisonnement est valable à l'instant $t = t_o + \varepsilon$ et $t_o + \frac{T}{2} + \varepsilon$ quel que soit ε.

Ce calcul suppose évidemment que l'on connaisse $Q(z_o)$; la répartition de densité n'étant pas accessible dans les conditions de l'expérience cela n'est pas possible pour toute valeur de ω . On remarque néanmoins que pour $\ell \sim \lambda$ on peut associer deux à deux, ainsi que nous l'avons fait précédemment, les points de l'une et l'autre moitié du plasma[†].Il en résulte que pour cette fréquence l'onde excitée a une amplitude qui passe par un minimum (ce creux est d'autant plus marqué que les variations de $Q(z_o)$ dans le plasma sont plus faibles).

Dans le domaine des fréquences basses ($\omega\ell/2c$ petit) on peut limiter le développement de l'exponentielle à ses premiers termes ; c'est ainsi que (10) s'écrit :

$$I = \int_{-\ell/2}^{\ell/2} Q(z_o)dz_o + i\frac{\omega}{c}\int_{-\ell/2}^{\ell/2} Q(z_o)z_o dz_o - \frac{\omega^2}{c^2}\int_{-\ell/2}^{\ell/2} Q(z_o)z_o^2 dz_o$$

La deuxième intégrale est nulle puisque $Q(z_o)z_o$ est une fonction impaire ; les deux autres sont des nombres pour une configuration donnée ; on peut donc écrire (A = Cte)

$$I = A\,(1 - \alpha\omega^2) \qquad (11)$$

où α est une quantité petite de l'ordre de ℓ^2/c^2.

Cette relation a été obtenue, rappelons-le, à l'aide (entre autres) de l'expression (5) dans laquelle on a supposé que $\partial H/\partial t$ est le terme source des ondes acoustiques excitées dans le plasma. Pour une source proportionnelle à H, on aurait trouvé

$$I = \frac{A'}{\omega}\,(1 - \alpha'\,\omega^2) \qquad (12)$$

L'étude expérimentale doit donc permettre, par la mesure des variations de p_ω avec ω (pour $\omega\ell/2c << 1$), de mettre en évidence la valeur de l'hypothèse faite dans la relation (5).

Ceci étant, on crée un plasma à l'aide du dispositif décrit au début de ce paragraphe, plasma dans lequel on excite des ondes acoustiques avec un signal hyperfréquence modulé à une fréquence variable comprise entre 20 Hz et

---

[†]Le même résultat est à attendre pour les fréquences telles que $\ell = n\lambda$ (n entier).

20 kHz. Par tatonnements[†], il est possible de créer un plasma dont le degré d'homogénéité soit suffisant pour faire apparaître des effets d'interférence nets pour $\ell \sim \lambda$. On obtient ainsi un plasma dont la longueur est comprise entre 5 et 6 cm[††]. Un enregistrement $p_\omega = f(\omega)$ montre alors que, malgré toutes les précautions prises, il subsiste un niveau d'ondes stationnaires important dans le tube ; les ondes réfléchies proviennent en partie de la discontinuité dans la section du tube de verre créée à l'endroit de son raccordement avec le tube qui contient le microphone et en partie du microphone lui-même. De façon à éviter que les ondes stationnaires ainsi créées ne masquent le minimum recherché pour $\ell \sim \lambda$, on éloigne[†††] la cavité du microphone d'une vingtaine de centimètres de façon à ce que l'oscillation de p_ω avec ω soit rapide.

La Figure 4-2 montre un enregistrement ainsi obtenu sur lequel a été tracée la valeur moyenne des oscillations dues aux réfléxions. On observe un minimum de transmission pour une fréquence voisine de 7.5 kHz ; si on admet que celle-ci correspond à la valeur de ω pour laquelle $\omega\ell/2c = \pi$ on trouve que ℓ est voisin de 5.5 cm en attribuant à c une valeur de l'ordre de 4.10^4 cm.sec^{-1} (tenant ainsi grossièrement compte de l'élévation de température du gaz neutre par le plasma). Le minimum suivant devrait apparaître pour 15 kHz ; il est légèrement décalé vers la droite par le fait que le microphone a, dans ce domaine de fréquence, une sensibilité qui va croissant avec ω. Cette sensibilité passe par un maximum très prononcé vers 20 kHz, fréquence à laquelle correspond le pic qui est alors enregistré.

Avec une puissance hyperfréquence inférieure à celle utilisée précédemment, on produit un plasma de longueur plus faible dans lequel les effets d'interférences acoustiques ont lieu à une fréquence supérieure à 7.5 kHz. De façon à minimiser l'amortissement des ondes dans le tube, la cavité est disposée aussi près que possible du microphone (ce sont les variations avec la fréquence de cet amortissement que l'on cherche à minimiser). La Figure 4-3 montre les variations de p_ω en fonction de ω observées dans ces conditions ; les oscillations de p_ω au-delà de 10 kHz sont le résultat combiné des interférences acoustiques

---

[†] Ceci est réalisé par un choix particulier du mode d'excitation de la cavité ; le meilleur résultat a été obtenu à l'aide d'un mode de plasma que nous n'avons d'ailleurs pas cherché à identifier.

[††] Il est difficile d'être plus précis car le plasma est enfermé dans la cavité qui ne peut être percée d'un grand nombre de trous de visée ; l'observation du plasma par les trous de passage du tube est en outre faussée par l'effet de lentille cylindrique du verre.

[†††] Il n'est pas possible de mettre la cavité tout contre le microphone car celui-ci est alors soumis à l'effet du champ électromagnétique dont il détecte une par-

dans le plasma et des réflexions sur l'environnement du microphone. On peut raisonnablement admettre que $\ell \sim \lambda$ a lieu pour une fréquence au moins égale à 10 kHz; le domaine de validité du développement utilisé dans (11) est donc borné par une fréquence de l'ordre de 1500 à 2000 Hz.

Entre 20 et 200 Hz p_ω croît avec ω ; ceci est compréhensible si l'on se reporte à la Figure 2-1 qui montre qu'à 100 Hz et 10 Torr l'épaisseur de la couche limite représente environ 20 % du diamètre du tube de verre utilisé, modifiant ainsi les conditions de propagation de l'onde telles qu'elles ont pu être décrites par (II-19) et entraînant un amortissement d'autant plus grand que la fréquence est basse[1].

Le signal à 50 Hz provient du battement à cette fréquence des deux ondes électromagnétiques utilisées, l'une parce que cette modulation lui est imposée, l'autre parce que l'alimentation de tension du générateur qui lui donne naissance est insuffisamment filtrée.

Les oscillations qui apparaissent au-delà de 100 Hz et se prolongent jusque vers 1 kHz avec une périodicité de 100 Hz sont dues à des réflexions sur une des extrémités du tube.

Pour des fréquences supérieures à 200 Hz, l'amplitude moyenne de p_ω décroît lentement. On a tracé sur la Figure 4-2 deux droites passant par la valeur mesurée de p_ω à 200 Hz et correspondant l'une à une décroissance en ω^{-1} l'autre en ω^{-2} (p_ω décroîtrait au moins aussi vite si successivement H et $\int H\,dt$ étaient les termes de source de l'onde). On a également tracé la droite correspondant à une croissance en ω (borne supérieure pour une source en $\partial^2 H/\partial t^2$).

Ceci montre qu'à l'évidence p_ω ne varie suivant aucune des lois de ces hypothèses et correspond en fait plutôt à une source en $\partial H/\partial t$. Pour le confirmer, nous allons étudier en détail le comportement en ω de p_ω dans le domaine des basses fréquences.

Rappelons que l'amplificateur utilisé pour obtenir les enregistrements a une réponse logarithmique et que c'est donc Log p_ω qui est tracé en ordonnée, c'est-à-dire, si on admet la relation (11) :

$$\text{Log } p_\omega \propto \text{Log } (1 - \alpha\omega^2)$$

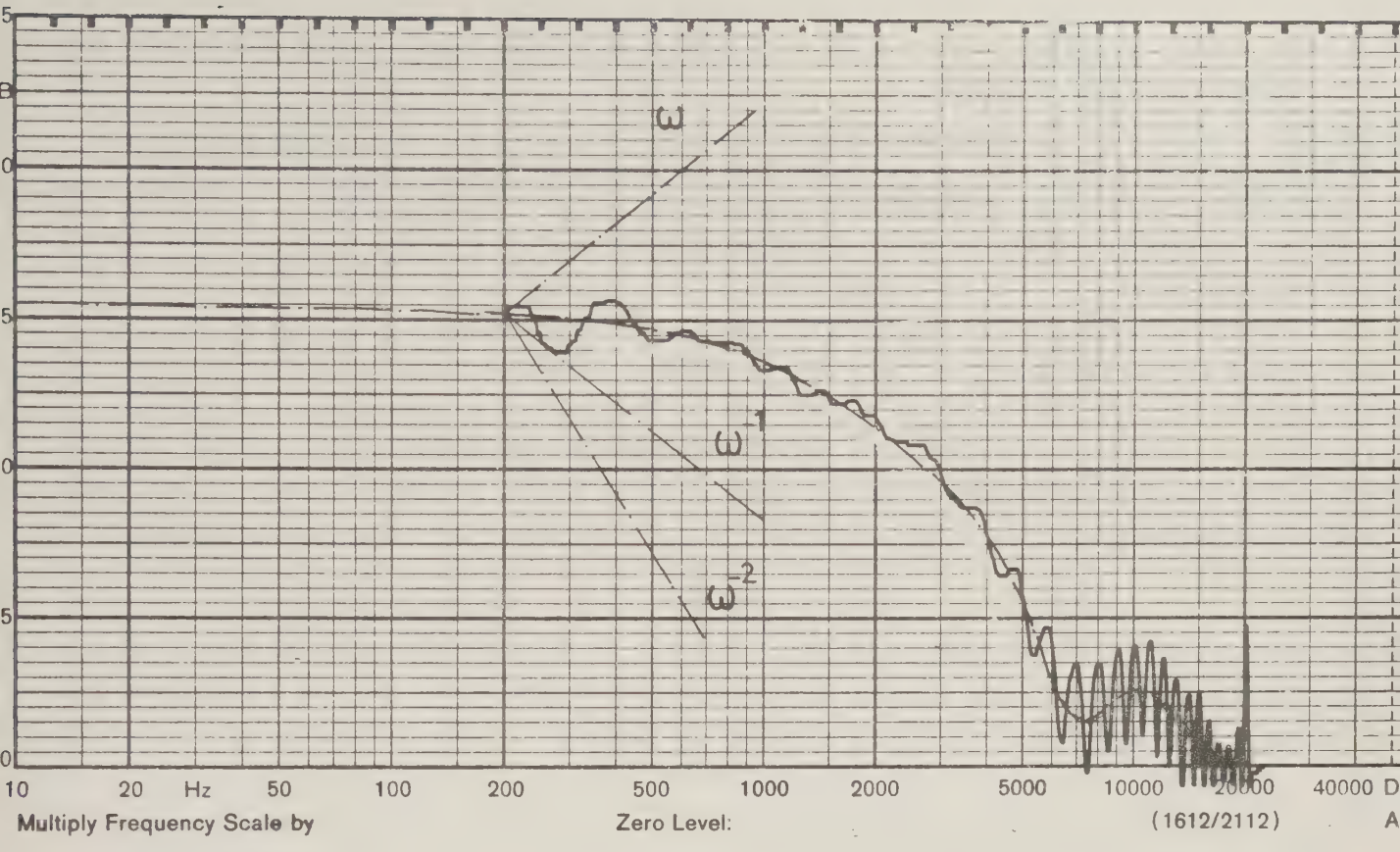


FIGURE 4-3 - Enregistrement de p_ω en fonction de ω pour un plasma de 5.5 cm de long.

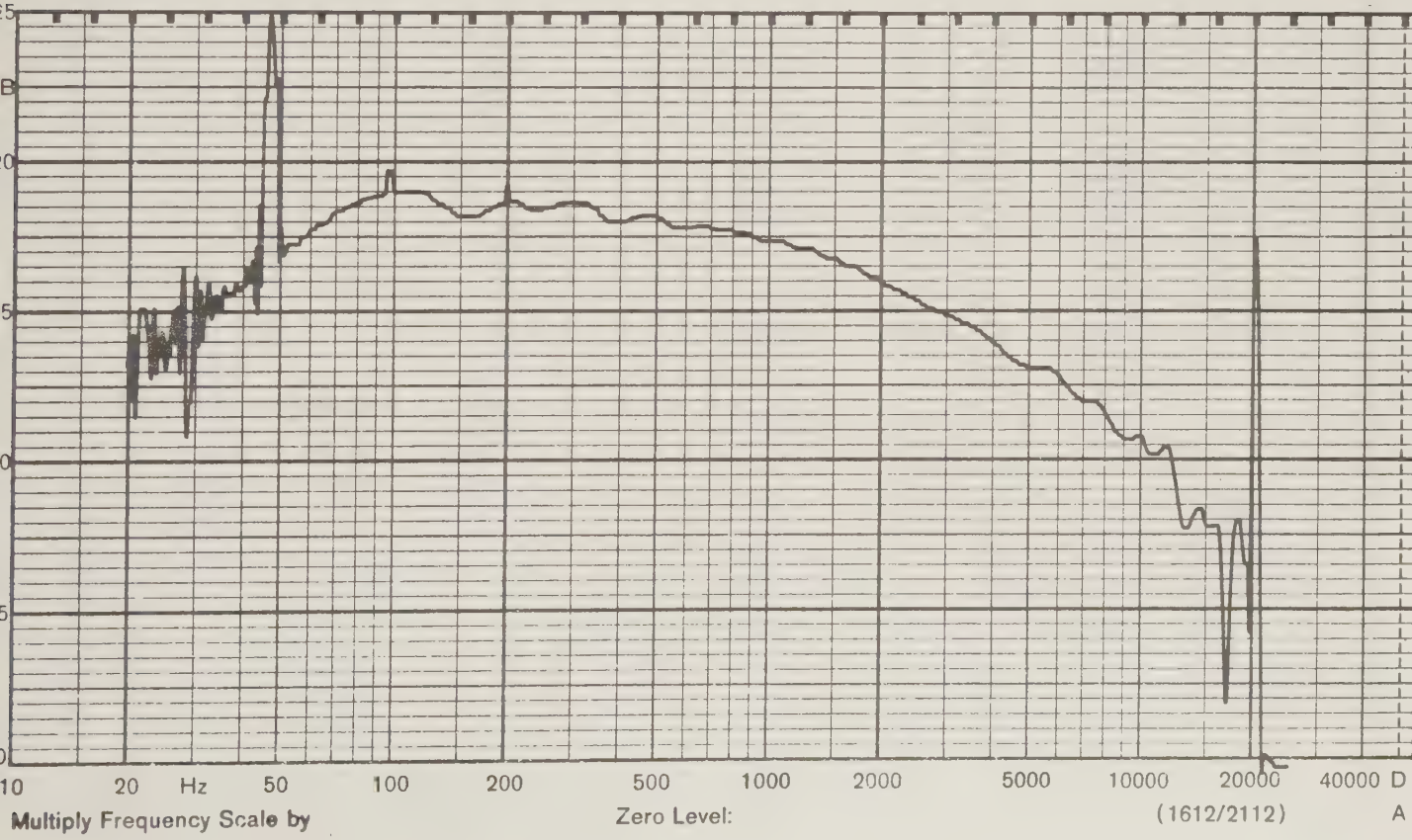


FIGURE 4-4 - Enregistrement de p_ω en fonction de ω pour un plasma court.

Par hypothèse $\alpha\omega^2 << 1$ et donc Log $p_\omega \simeq - \alpha\omega^2$. Nous attribuons à p_ω mesuré à 200 Hz la valeur 1 et mesurons l'écart absolu a entre la valeur à 10 Hz obtenue par extrapolation et celle mesurée à ω . On doit donc avoir $a \simeq \alpha\omega^2$ c'est-à-dire :

$$\text{Log } a = 2 \text{ Log } \omega$$

La Figure 4-4 montre le résultat de cette détermination obtenue à partir de l'enregistrement IV-3 ; la droite de pente 2 tracée au milieu des points expérimentaux en représente les variations avec une bonne approximation.

Dans le cas où la relation (12) aurait été applicable, on aurait eu :

$$\text{Log } a = \text{Log } (\varepsilon\omega^2 + \text{Log } \omega)$$

et donc, puisque $\varepsilon\omega^2$ est petit par hypothèse, une loi de variation très différente de celle observée sur la Figure 4-4. De même, dans le cas d'un terme source en $\int H\, dt$ on aurait dû obtenir :

$$\text{Log } a = \text{Log } (\varepsilon\omega^2 - \text{Log } \omega)$$

qui ne correspond pas non plus à la Figure 4-4.

Ceci étant,la relation (11) est vérifiée par l'expérience ce qui montre que le terme de source des ondes acoustiques est bien proportionnel à $\partial H/\partial t$.

2-1.2 - Plasma d'une décharge continue

Les résultats expérimentaux du paragraphe précédent seraient beaucoup plus simples à interpréter si le plasma et le mode hyperfréquence d'excitation étaient uniformes dans la cavité. Un moyen apparamment commode d'y parvenir est de se servir du montage utilisé en 1-2.3 pour produire des ondes acoustiques à l'aide d'un signal hyperfréquence dont on choisit maintenant la fréquence pour qu'un mode $TM_{\nu no}$ soit excité dans la cavité. On doit alors observer la loi de variations de p_ω prévue en (9).

En fait, il n'en est rien et ce pour différentes raisons. Tout d'abord, il est à remarquer que le champ électrique imposé au plasma crée une vitesse de dérive électronique beaucoup plus grande que la vitesse du son ; toute

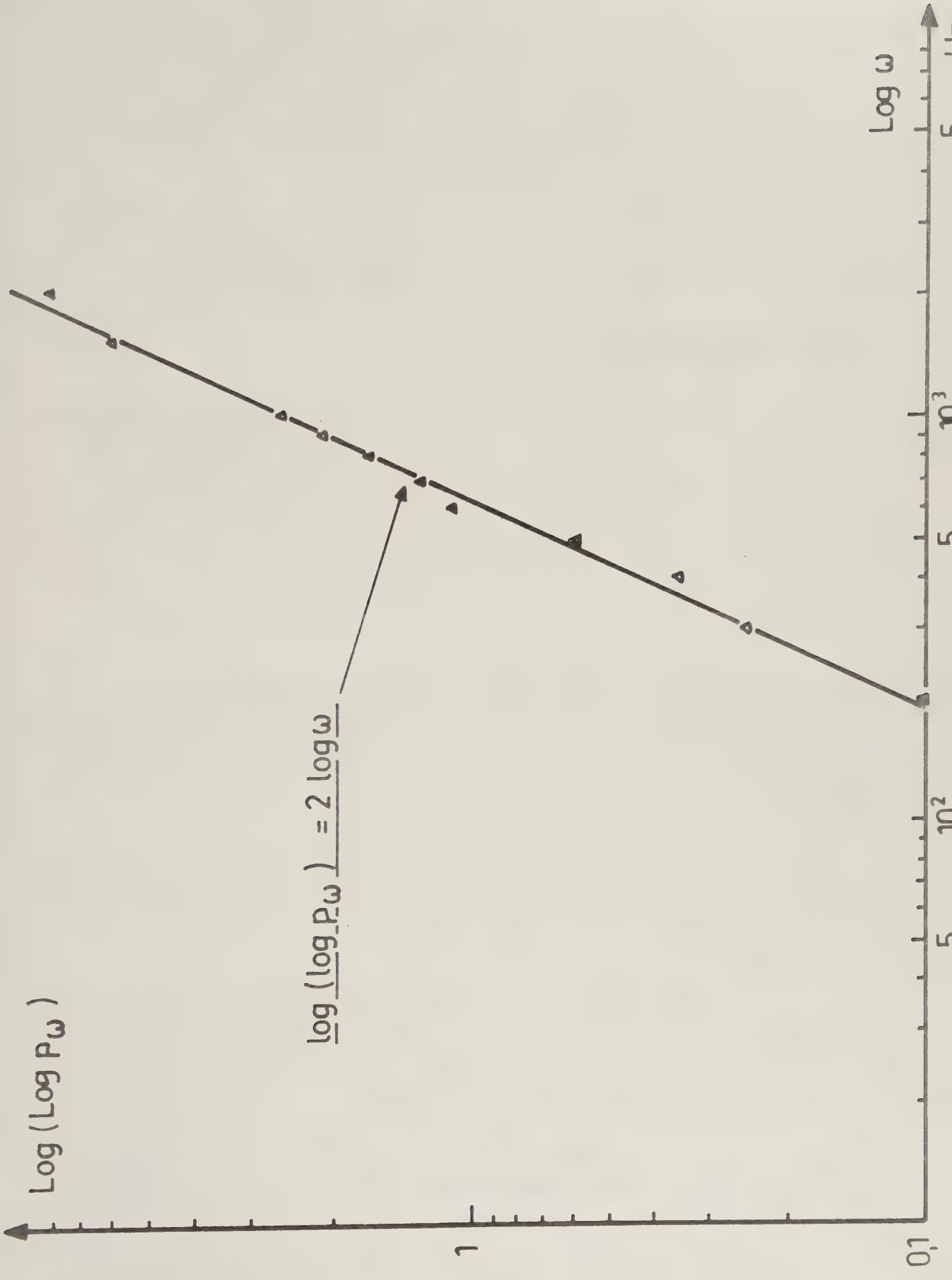


FIGURE 4-4 - Variations du facteur $1 - \alpha\,\omega^2$ en fonction de ω.

perturbation apportée au mouvement des électrons en un point de la décharge balaye donc le plasma en un temps négligeable devant la période acoustique : tout le volume balayé participe à l'émission acoustique. On peut également remarquer que la modulation imposée modifie l'équilibre de la décharge qui est de ce fait affectée dans sa totalité et participe donc ainsi à l'excitation.

Il résulte de ceci une situation expérimentale beaucoup plus compliquée que celle du paragraphe 2-1.1, situation expérimentale difficile à calculer et donc à utiliser dans un but démonstratif.

2-1.3 - Plasma d'une flamme ensemencée

La flamme d'un mélange gazeux contient des électrons libres, des ions positifs et des ions négatifs. Le degré d'ionisation ainsi obtenu est faible, mais il est possible de l'augmenter considérablement en ensemençant la flamme à l'aide d'un métal alcalin[30]. Le mélange ainsi obtenu est en équilibre thermodynamique et la densité N_+ des particules chargées peut être calculée à l'aide de la loi de Saha. On trouve que pour une température de 1500 °K et une pression partielle de potassium de l'ordre de 10^{-6}, N_+ est voisin de 10^9 cm^{-3}.

Deux électrodes disposées dans la flamme collectent un courant qui dépend de la différence de potentiel V_o qui leur est appliquée modifiant ainsi, au moins localement, les conditions d'équilibre thermodynamique. Pour un potentiel V_o supérieur à une centaines de volts, le champ électrique est suffisant pour augmenter le degré d'ionisation de la flamme.

Si donc on superpose à V_o un signal alternatif $\tilde{V}$ à la fréquence ω on réalise une modulation de la température et de la densité des particules chargées du plasma, ce qui nous l'avons vu est une cause possible d'excitation d'ondes acoustiques par la flamme.

Cette expérience a été réalisée en utilisant un chalumeau fonctionnant avec un mélange de gaz de ville et d'oxygène. La flamme est ensemencée à l'aide d'une solution saturée de KOH humectant une mèche d'amiante dont une extrémité est en contact avec la base de cette flamme.

L'application d'une tension V_o de 300 volts et d'un signal alternatif $\tilde{V}$ de 200 volts entre deux électrodes (Figure 4-5) permet effectivement d'exciter une onde acoustique ainsi que cela avait déjà été observé[31] ("singing flames"). Pour ce qui nous concerne, le point important à étudier est le compor-

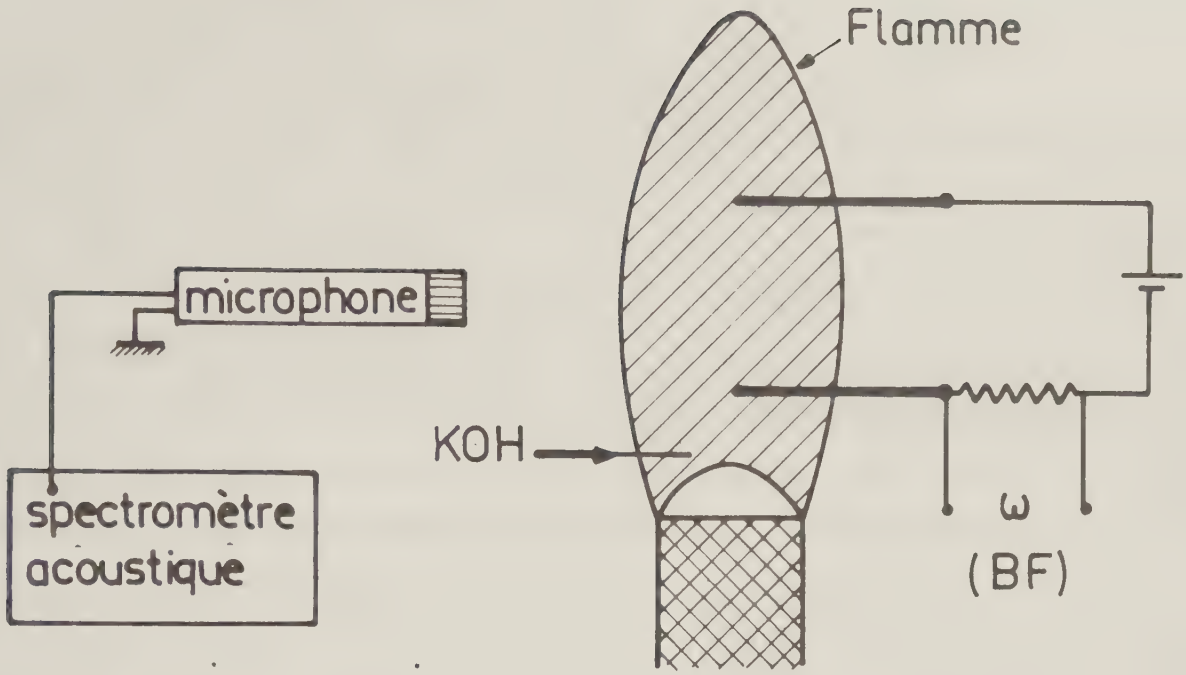


FIGURE 4-5 - Dispositif d'excitation d'ondes acoustiques dans une flamme.

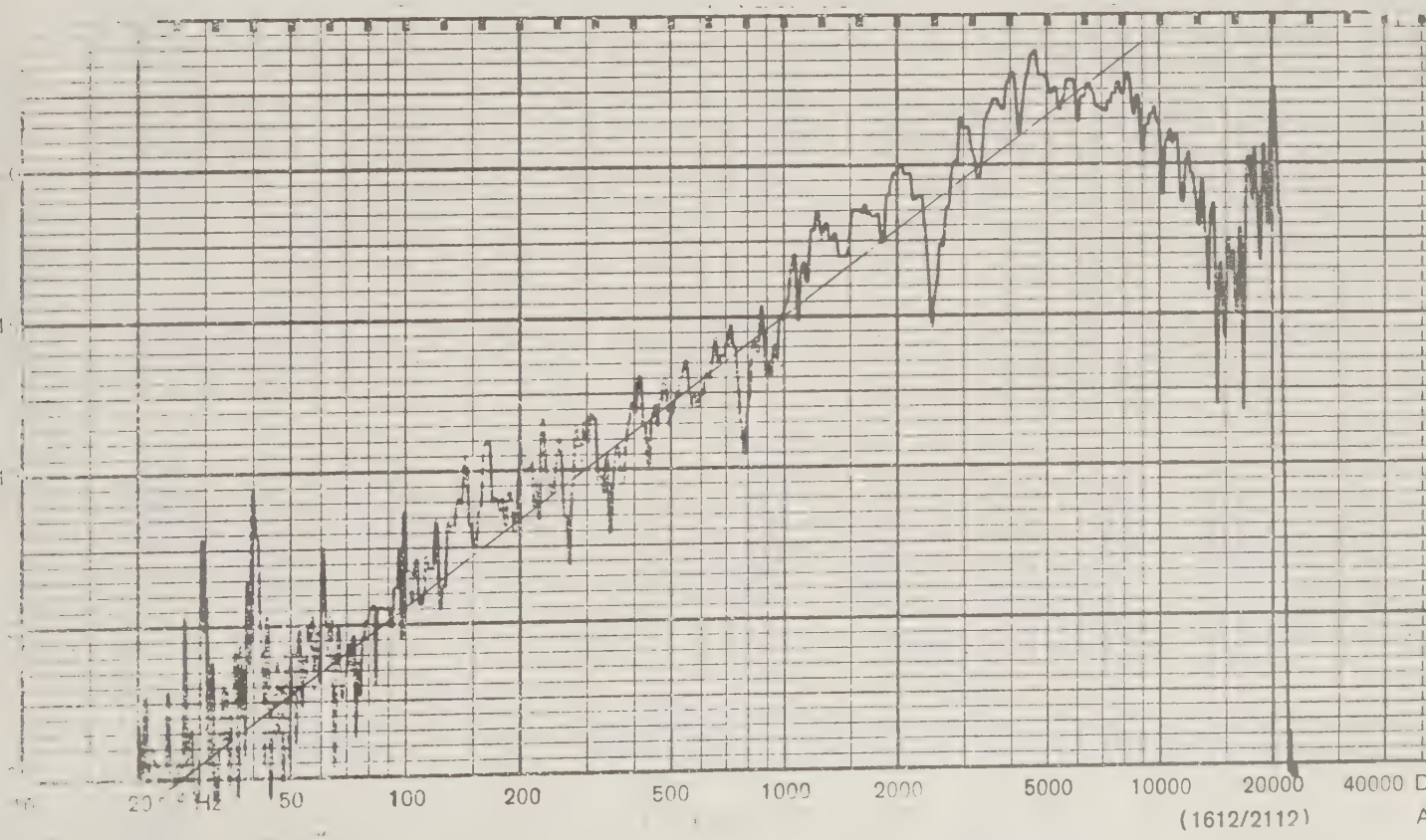


FIGURE 4-6 - Niveau sonore excité dans une flamme en fonction de ω.

tement en ω de ce niveau sonore. Ceci est obtenu à l'aide du microphone étalon décrit précédemment et utilisé avec le spectromètre acoustique dont nous disposons.

La Figure 4-6 montre un enregistrement ainsi obtenu. Les irrégularités de cette courbe sont dues à ce que la flamme utilisée n'est pas stabilisée ; les valeurs moyennes de ces irrégularités pour différentes fréquences sont portées par une droite parallèle à la droite théorique† $\text{Log } p_\omega = \text{Cte} + \text{Log}\omega$ que l'on doit obsserver pour que $\partial H/\partial t$ soit le terme de source des ondes acoustiques. Les écarts à ce parallèlisme pour les fréquences supérieures à 3 kHz sont dus à la chute de sensibilité du microphone qui est conçu pour être du type "en pression" ; la courbe de réponse de celui-ci étant connue (Figure 3-5) il est possible de corriger les valeurs enregistrées pour tenir compte de cette perte de sensibilité : les points ainsi obtenus sont sur la droite expérimentale moyenne.

Cette expérience confirme donc de manière satisfaisante le résultat déjà obtenu avec la décharge hyperfréquence : le terme de source des ondes acoustiques est proportionnel à la dérivée par rapport au temps du signal d'excitation.

La flamme utilisée a un diamètre petit, de l'ordre de 1 cm ; la fréquence pour laquelle la longueur d'onde est égale à ce diamètre est de l'ordre de 10^5 Hz (on prend une vitesse du son de l'ordre de 1000 m/s pour tenir compte d'une température voisine de 2000 °K dans un mélange d'hydrocarbures et d'air). Il est donc concevable de prévoir l'excitation d'ultrasons dans une flamme, excitation réalisable avec une bonne efficacité, au moins théorique, grâce à la présence du facteur ω dans le terme source††.

2-2 - Mise en évidence de l'accord de phase entre les électrons et les neutres dans l'onde acoustique

Nous venons de montrer que le terme de source est bien, ainsi que le prévoit la théorie le facteur $\partial H/\partial t$. Ce résultat peut être mis à profit pour étudier la différence de phase entre les oscillations des particules chargées et des neutres dans l'onde acoustique.

---

† L'enregistrement est logarithmique sur ses deux échelles et l'on cherche un signal $p_\omega = \text{Cte} \times \omega$.

†† Inversement, une flamme peut être utilisée pour détecter des ondes acoustiques, et ce avec, au-delà de quelques kilohertz, une sensibilité supérieure à celle des microphones à condensateur. Il est concevable de pouvoir ainsi détecter dans de bonnes conditions des ultrasons.

Les relations (8) et (9) de ce chapitre montrent que les ondes acoustiques excitées par la modulation d'un signal hyperfréquence ont une phase nulle à l'origine des z, c'est-à-dire au centre de la cavité. Ceci est utilisé dans la suite de la démonstration expérimentale qui suit.

2-2.1 - Principe de mesure

Un haut-parleur disposé à une extrémité du tube dans lequel est produite la décharge excite des ondes acoustiques qui sont détectées par un microphone placé à l'autre extrémité du tube et par une double sonde disposée dans le plasma.

Nous avons vu que la sonde détectait un signal en phase avec l'onde acoustique pour peu que la fréquence en soit faible. Dans ces conditions on peut mesurer, entre le signal reçu par le microphone et celui de la sonde, un déphasage $\Delta\phi_1$ (qui provient du temps de propagation de l'onde entre la sonde et le microphone, de la réponse de celui-ci et des amplificateurs sélectifs utilisés pour détecter ces signaux).

On coupe ensuite l'alimentation du haut-parleur et on excite une onde acoustique en modulant comme il a déjà été fait l'énergie hyperfréquence fournie à une cavité ; on prend soin de disposer cette dernière de telle sorte que son plan médian soit dans celui des deux sondes électrostatiques précédemment utilisées . Nous avons vu qu'une onde ainsi excitée a une phase nulle en ce plan. On mesure alors le déphasage $\Delta\phi_2$ entre le signal du microphone et celui de la modulation de l'énergie électromagnétique (on s'arrange pour n'avoir pas à modifier les gains des amplificateurs utilisés - nous verrons comment par la suite).

Si on admet que les électrons et les neutres oscillent en phase dans une onde acoustique, $\Delta\phi = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2$ représente le déphasage entre le terme de source $\partial H/\partial t$ et l'onde acoustique à laquelle il a donné naissance. Ainsi que nous l'avons montré précédemment, ce déphasage est égal à $\pi/2$. Par suit si on mesure $\Delta\phi = \pi/2 + \varphi$ c'est que les électrons et les neutres oscillent dans l'onde avec un déphasage φ .

Cette méthode de mesure présente l'avantage d'être indépendante de la vitesse du son dans le tube, de la réponse du haut-parleur ou du microphone ; elle suppose seulement que le cristal détecteur et le circuit de

sonde n'introduisent aucun déphasage : il est facile de vérifier qu'il est en bien ainsi.

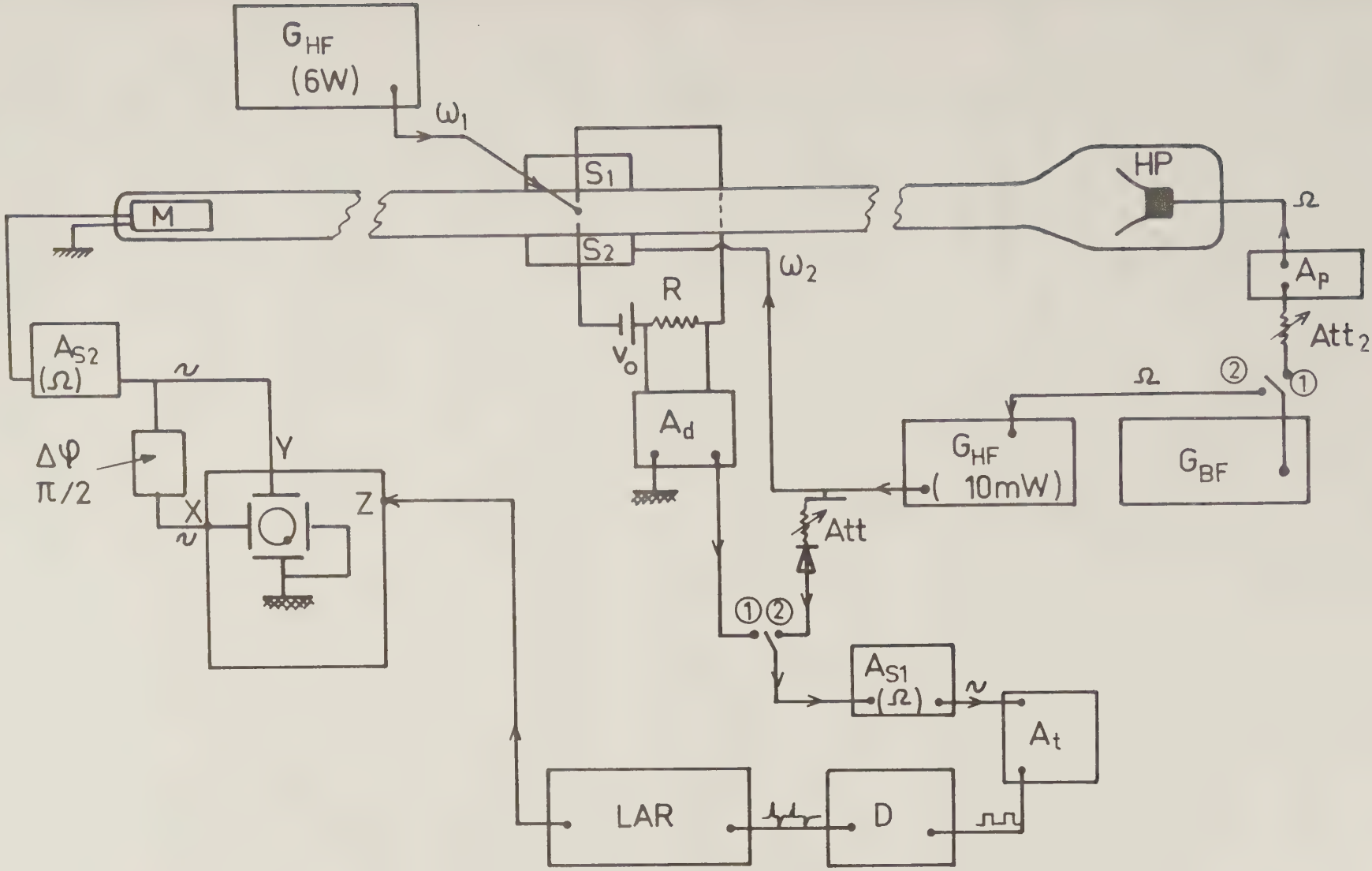
2-2.2 - Montage expérimental

Le montage expérimental est représenté sur la Figure 4-7. Le plasma est produit avec l'appareillage hyperfréquence précédemment décrit, c'est-à-dire à l'aide de la cavité HF excitée sur son mode TE_{111} (2330 MHz - 10 W max fournis par un tube à onde progressive). Deux sondes électrostatiques S_1 et S_2 d'un diamètre de 0.8 mm, longues de 5 mm sont disposées face à face dans une direction perpendiculaire à l'antenne qui excite le mode hyperfréquence (elles se trouvent ainsi soustraites autant qu'il est possible à l'influence du champ HF); une tension de polarisation V_o leur est imposée à travers une résistance R (quelques milliers d'ohms) aux bornes de laquelle on trouve donc un signal proportionnel au courant de sonde, signal qui est appliqué à un amplificateur différentiel A_d.

Un générateur basse fréquence G_{BF} (20 Hz < Ω < 20 kHz) alimente soit un haut-parleur à travers un amplificateur de puissance, soit un générateur HF (d'une dizaine de mW) qui de ce fait fournit un signal modulé en amplitude excitant sur le mode TM_{010} (2560 MHz) la cavité contenant le plasma ; une fraction de ce signal est prélevée à travers un coupleur directif, son niveau ajusté à l'aide d'un atténuateur puis détecté.

La tension fournie par le détecteur ou celle de l'amplificateur différentiel est amplifiée et filtrée à l'aide d'un voltmètre sélectif (A_{s1}) puis portée à un niveau d'amplitude assez élevé pour que les étages de sortie d'un amplificateur de tension (A_t) soient saturés ; on obtient ainsi un signal carré dont la fréquence de répétition est Ω et dont le front de montée est d'autant plus proche du début d'une alternance du signal incident que le gain de l'amplificateur est plus élevé. Ce signal carré est dérivé puis traverse une ligne à retard réglable et sert finalement à assurer une modulation de l'intensité lumineuse du faisceau d'un oscilloscope cathodique : un point apparaît sur l'écran pour chaque front de montée du signal incident (modulation en Z).

La tension fournie par le microphone est amplifiée et filtrée dans un voltmètre sélectif ; elle est appliquée directement au balayage en X de l'oscilloscope et, à travers un déphaseur, au balayage en Y de ce même oscilloscope. Pour un déphasage de π/2 (obtenu en différenciant ou en intégrant le signal



LAR : Ligne à retard

S_1 et S_2 : Double sonde

Att_1 : Atténuateur

HP : Haut-parleur

M : Microphone

GHF : Générateur HF

GBF : Générateur BF

AS : Amplificateur Sélectif

AD : Amplificateur différentiel

AT : Amplificateur de tension

AP : Amplificateur de puissance

D : Différentiateur

FIGURE 4.7 - Schéma de montage pour l'étude du déphasage neutres-particules chargées.

incident), on observe, après réglage des amplificateurs horizontaux et verticaux, un cercle sur l'écran de l'oscilloscope.

Le cercle qui est ainsi formé sur l'écran est décrit en un temps égal à $2\pi/\Omega$; sa luminosité est constante sauf en un point P qui correspond à l'application de l'impulsion dérivée au balayage en Z de l'oscilloscope. La position de ce point sur le cercle dépend du déphasage $\Delta\phi$ entre la tension fournie par le microphone et celle qui est appliquée à travers la ligne à retard ; elle peut servir à déterminer $\Delta\phi$, un tour complet étant effectué pour un déphasage de 2 π dans un sens qui permet de dire s'il y a avance ou retard de phase (le sens de rotation sur le cercle est déterminé en modifiant le retard introduit après différenciation du signal de modulation en Z).

Dans une variante de ce montage, le signal fourni par l'amplificateur sélectif (A_{s2}) qui fait suite au microphone est appliqué aux plaques de déviation verticale, l'oscilloscope étant utilisé comme synchroscope déclenché par les impulsions qui servent également à la modulation en Z. On observe ainsi une sinusoïde dont la position par rapport à la tache lumineuse de déclenchement dépend du déphasage entre le signal du microphone et l'amplificateur sélectif $(A.S)_a$.

De façon à ne pas avoir à retoucher au gain des amplificateurs lorsque l'on commute les interrupteurs de la position 1 à la position 2, on ajuste les réglages de A_{tt1} et de A_{tt2} pour que les signaux fournis par la double sonde et le cristal détecteur aient à peu près la même amplitude.

2-2.3 - Mesure du déphasage entre les électrons et les neutres dans l'onde

Cette mesure est effectuée en deux temps, le plasma étant allumé et entretenu par la source d'excitation HF constante :

1/- On alimente le haut-parleur à une fréquence Ω et le signal induit sur les ondes sert à la modulation en Z de l'oscilloscope (position 1 des deux interrupteurs). La tache lumineuse apparaît en un point P_1 sur le cercle généré sur l'écran de l'oscilloscope.

2/- Les deux interrupteurs étant dans la position 2, on excite une onde acoustique qui est détectée par le microphone ; sur le cercle généré la tache lumineuse est en P_2 (Figure 4-8). On ramène à l'aide de la ligne à retard le point P_2 dans la position occupée précédemment par P_1 ; soit τ le retard qu'il est nécessaire

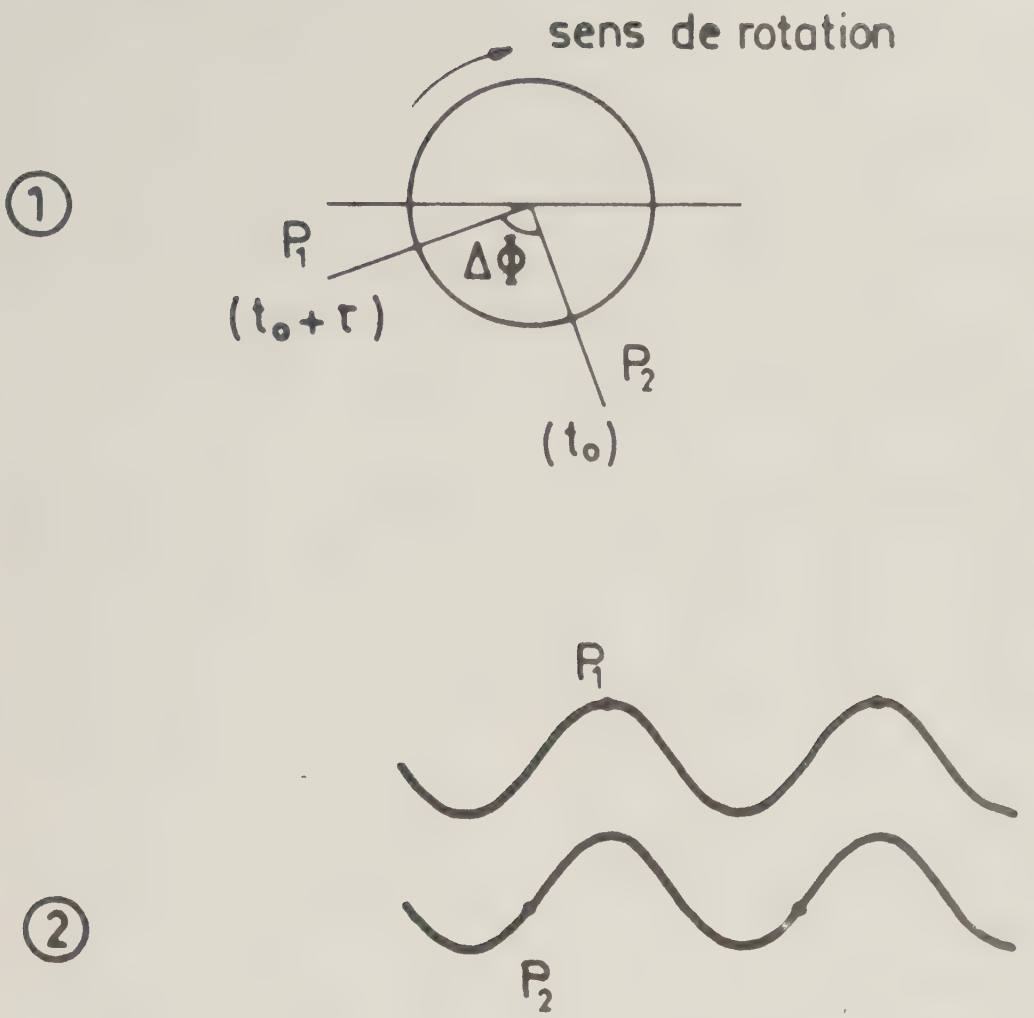


FIGURE 4-8 - Mesure du déphasage entre les neutres et les particules chargées /1/ et /2/ sont les deux variantes utilisées.

d'introduire pour y parvenir : le déphasage entre les points P_1 et P_2 est $\Omega\tau$.

Le tableau ci-dessous donne le résultat de ces mesures pour différentes fréquences Ω ; le coefficient α est défini par $\Delta\phi = \Omega\tau = \alpha\pi/2$

ω_{Hz}	τ_{ms}	α
200	1.25	1
300	0.86	1.03
400	0.642	1.03
500	0.486	0.97
600	0.436	1.03
800	0.305	0.98
1.000	0.253	1.01

Ceci montre qu'à la précision des mesures près, le coefficient α est égal à 1 ; par ailleurs on peut aisément voir que le sens de rotation sur le cercle étant le sens rétrograde, le point P_2 apparaît avant P_1 et est donc en avance de phase de $\pi/2$ sur celui-ci.

De ceci nous pouvons conclure que $\Delta\phi = \pi/2$ et que donc le déphasage entre l'oscillation des électrons et celle des neutres dans l'onde acoustique est nul.

CHAPITRE V

MISE EN EVIDENCE DES PROPRIETES AMPLIFICATRICES DES PLASMAS

Nous avons montré dans le Chapitre précédent qu'une onde acoustique peut être excitée par les électrons d'un plasma lorsque l'on impose à l'ensemble de ceux-ci une perturbation extérieure. L'onde excitée a, conformément à la théorie, un déphasage de $\pi/2$ par rapport à la perturbation subie par les électrons. En outre, une onde acoustique se propageant dans un plasma module les gaz de particules chargées auxquels elle impose une fluctuation en phase avec son oscillation.

Ces résultats expérimentaux suffisent à prévoir que la mise en évidence des propriétés amplificatrices des plasmas a quelque chance d'être possible. La recherche de cette mise en évidence a été effectuée avec des plasmas entretenus par un signal hyperfréquence ou par une tension continue dans un tube à décharge servant également à la propagation guidée d'ondes acoustiques. La plage de variations des principaux paramètres de l'étude est relativement limitée car les contraintes imposées par les conditions de propagation de l'onde acoustique et de création du plasma sont contradictoires (l'onde se propage d'autant mieux que la pression est plus forte alors que le plasma est plus difficile à créer.

1 - MONTAGE EXPERIMENTAL.

Le tube à décharge en verre pyrex a un diamètre de 47 mm. L'ond acoustique y est excitée à l'aide d'un microphone piézoélectrique soumis à une tension alternative de l'ordre de 80 volts ; les niveaux sonores ainsi obtenus atteignent 60 dB. La détection de cette onde est réalisée par un microphone à condensateur qui fournit un signal analysé à l'aide du spectromètre précédemment décrit (III-4).

Le plasma dans lequel a lieu la propagation de l'onde acoustiqu est produit soit par une tension continue appliquée entre deux électrodes soit par un signal hyperfréquence.

1-1.- Plasma continu

Deux électrodes cylindriques creuses en acier sont disposées dans le tube à une distance l'une de l'autre d'une vingtaine de centimètres, distance qui peut être modifiée par déplacement de ces électrodes à l'aide d'un champ magnétique imposé de l'extérieur. Le diamètre extérieur de ces électrodes est voisin de celui du tube de verre, leur longueur est de 6 cm et l'épaisseur du métal de 1.5 mm (Figure 5-1).

1-2.- Plasma hyperfréquence

Le tube de verre est coaxial à une cavité hyperfréquence en cuivre ; cette cavité résonne à 670 MHz sur son mode TE_{111} excité à l'aide d'une antenne rectiligne alimentée par un signal continu de 100 W (Figure 5-1).

Les expériences décrites dans ce chapitre ont toutes été réalisées dans de l'argon à une pression de quelques torrs[+]. De façon à procéder à ces mesures dans les meilleures conditions de stabilité possible il y a lieu de pomper soigneusement le tube à travers un piège cryogénique à l'aide d'une pompe secondaire à diffusion d'huile.

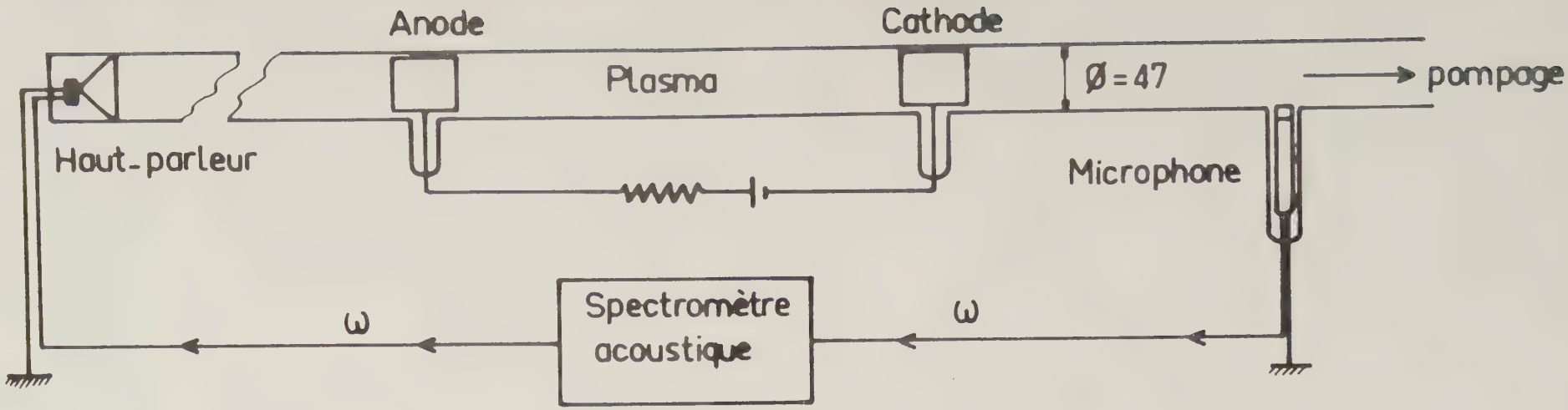
2 - MISE EN EVIDENCE DES EFFETS D'AMPLIFICATION D'UN PLASMA HYPERFREQUENCE.

Pour mettre en évidence les effets d'amplification d'ondes acoustiques par un plasma, on compare, à pression fréquence et niveau d'excitation acoustique donnés, les niveaux sonores détectés avec et sans plasma.

Un montage dans lequel l'onde acoustique traverse plusieurs fois le plasma est, a priori, favorable à cette mise en évidence. Ceci peut être obtenu en réalisant une cavité acoustique dans le volume compris entre les deux microphones M_1 et M_2 et les parois du tube. La fréquence d'accord de cette cavité sur un mode donné est réglable par modification de la distance entre M_1 et M_2, ce à quoi on parvient commodément en enfermant ces microphones dans un métal magnétique et en soumettant celui-ci à l'action d'un champ B extérieur.

Le plasma de décharge hyperfréquence convient bien à ce genre d'étude en cavité acoustique, aucun claquage entre une source de tension produisant le plasma et l'un des microphones n'étant à craindre.

[+] Les plasmas produits dans l'hélium sont généralement moins calmes (au moins du point de vue acoustique) que ceux dans l'argon.



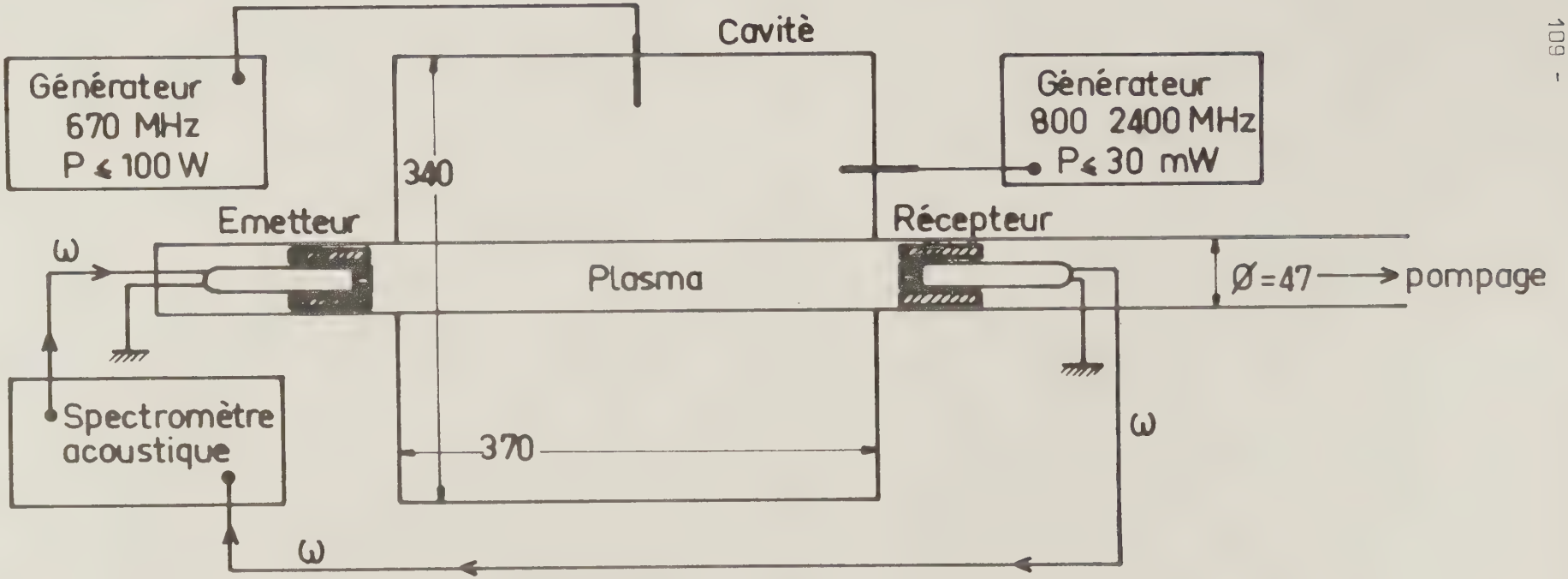


FIGURE 5-1 - Schémas de montage pour l'étude de l'amplification par un plasma continu ou par un plasma hyperfréq...

Ceci étant, on enregistre à l'aide du spectromètre acoustique la courbe de résonance d'un mode de la cavité avec et sans plasma. La Figure 5-2 montre un tel enregistrement pour la fréquence de résonance la plus basse[†] de la cavité utilisée. On observe tout d'abord en comparant ces deux courbes qu'en présence de plasma la position du maximum de résonance se déplace vers une fréquence plus élevée ; ceci est dû à l'effet d'échauffement du gaz neutre par le plasma, échauffement qui augmente la vitesse de propagation de l'onde acoustique. Dans le cas de la Figure 5-2, on calcule ainsi une variation de température des neutres voisine de 51 degrés. On observe par ailleurs sur cette même figure que l'amplitude du maximum de résonance est plus importante qu'en l'absence de plasma. Pour des fréquences inférieures à environ 300 Hz les deux courbes coïncident, aucun signal acoustique n'étant alors transmis ; elles sont distinctes vers 700 Hz où a lieu un minimum de transmission qui n'est pas nul[††] et qui subit donc l'action amplificatrice du plasma.

On remarquera sur la courbe obtenue en présence de plasma qu'une irrégularité y apparaît tous les cinquante hertz. Ceci est dû à ce que le générateur hyperfréquence que nous avons utilisé a une alimentation en tension insuffisamment filtrée et que son signal de sortie est ainsi modulé en amplitude sur la fréquence du secteur et sur ses harmoniques. Un tel signal excite, par l'intermédiaire du plasma, des ondes acoustiques dans le tube à décharges, ondes dont les fréquences sont 50, 100, 150, ... hertz et qui battent avec celles excitées par l'émetteur lorsque leurs fréquences sont voisines.

La Figure 5-3 montre trois courbes de résonance obtenues l'une sans plasma, les deux autres en présence d'une décharge successivement excitée par 70 W et 100 W de puissance hyperfréquence. L'effet d'échauffement et d'amplification est très net et croît avec la densité du plasma.

Nous avons précédemment signalé qu'une élévation de la température du gaz neutre a tendance à faire croître l'amortissement de l'onde. Ceci s'observe effectivement dans de telles expériences de la manière suivante :

[†] On a avantage à travailler à basse fréquence car c'est ainsi que l'on obtient les modes d'oscillations acoustiques les plus purs tout en ayant un amortissement aussi faible que possible et donc un grand coefficient de surtention.

[††] Ce minimum n'est pas nul car il correspond à la superposition des ailes des deux premières courbes de résonance de la cavité acoustique.

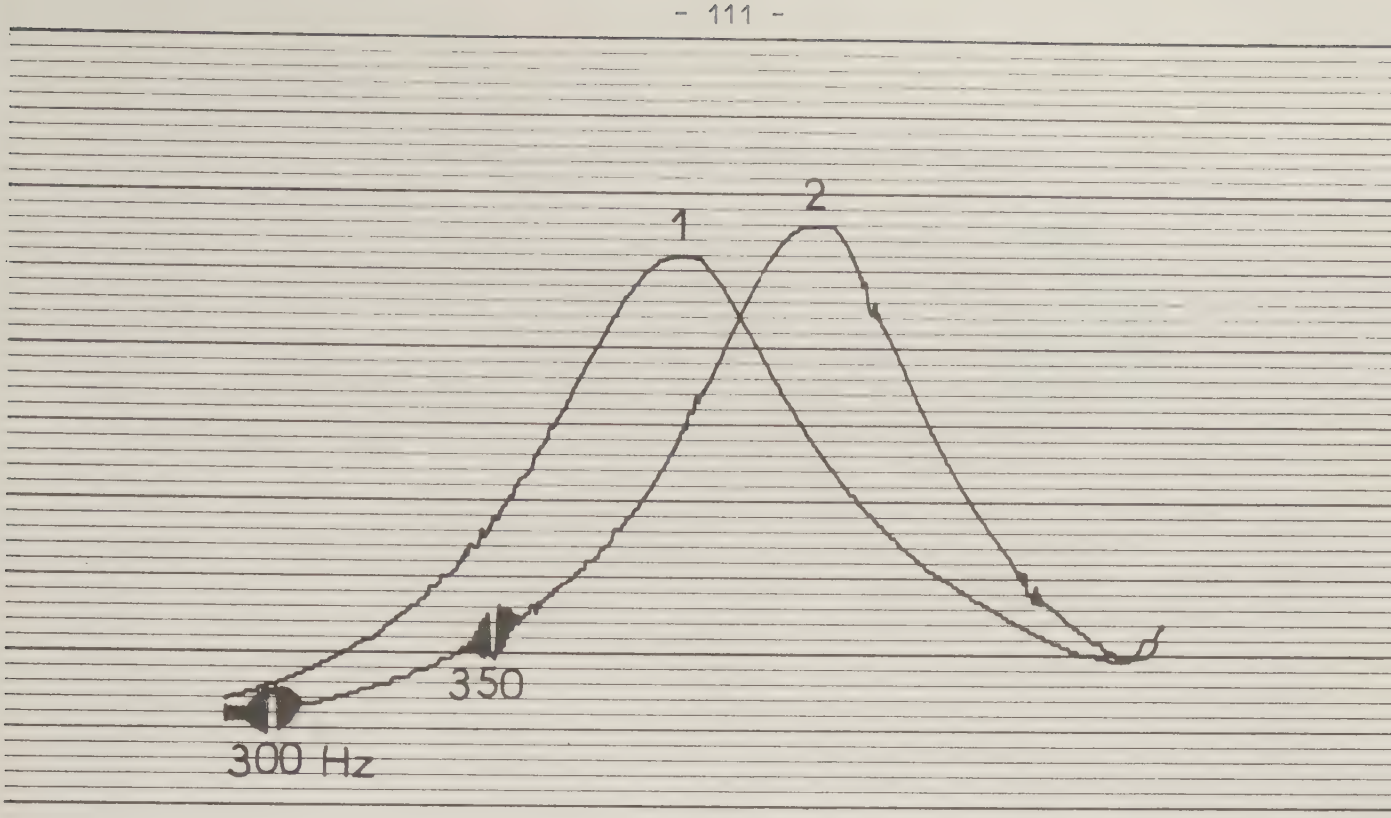


FIGURE 5-2 - Courbes de résonance de la cavité acoustique avec (1) et sans (2) plas

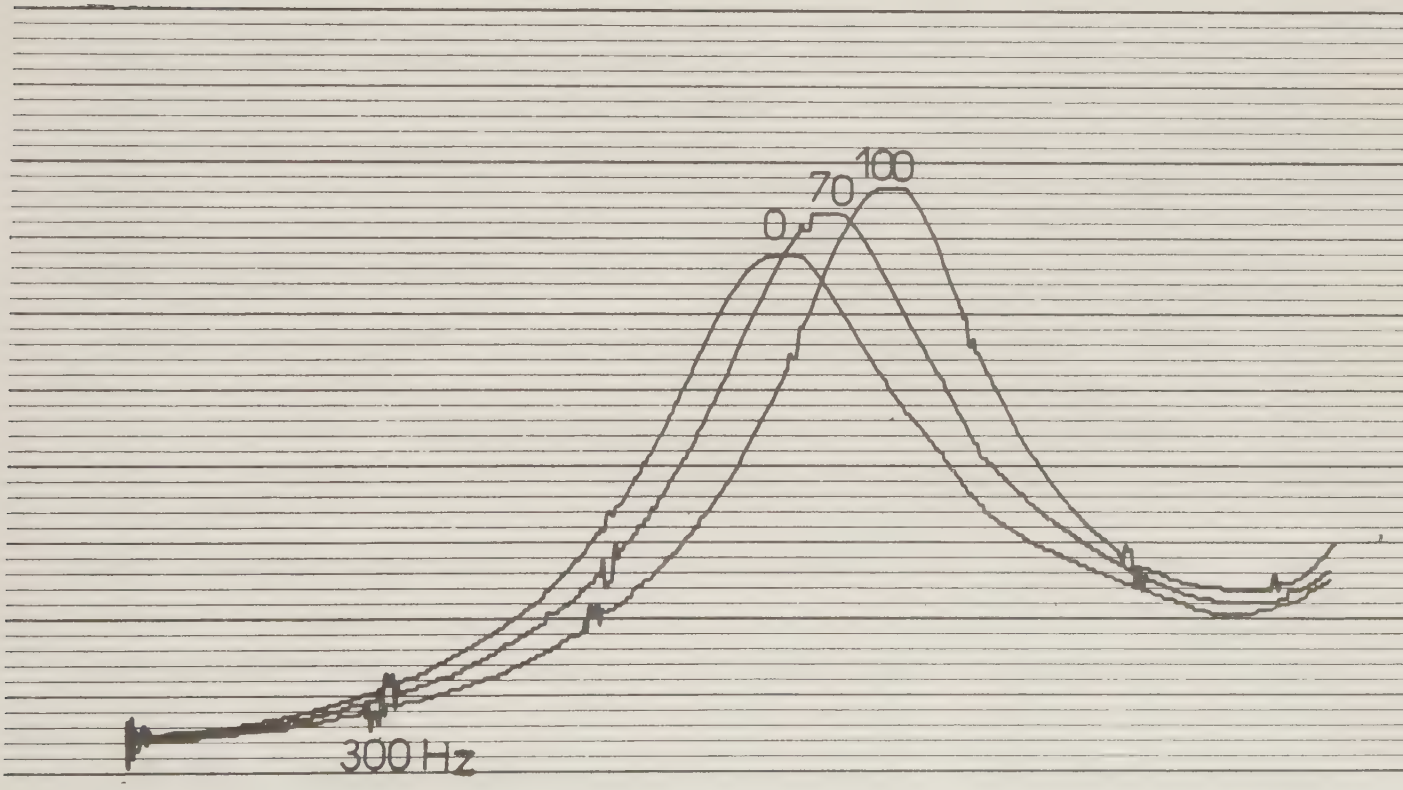


FIGURE 5-3 - Courbes de résonance de la cavité acoustique pour trois niveaux de puissance HF (P = 0,70 et 100 W).

pour une fréquence d'excitation acoustique donnée on interrompt l'entretien de la décharge et l'on note une diminution instantanée ΔA de l'amplitude détectée, amplitude qui croît ensuite lentement (sans jamais atteindre la valeur obtenue en présence de plasma) au fur et à mesure du refroidissement du tube à décharge. Le rétablissement du plasma entraîne de même un accroissement instantané ΔA de l'amplitude détectée laquelle décroît ensuite lentement jusqu'à la valeur initiale du cycle ainsi réalisé. Ceci montre simplement que l'amortissement de l'onde sur les parois est important puisque seules ces parois ont une inertie thermique suffisante pour permettre d'observer des variations lentes de température et donc d'amortissement†.

L'élévation de température du gaz dans lequel est produit le plasma a tendance à faire croître la pression des neutres ; il est cependant facile de vérifier sur la jauge de mesure de cette pression que la variation en est très faible, inférieure au seuil mesurable. Ceci est dû à ce que le volume de plasma produit est petit devant le volume total de gaz contenu dans le tube et le haut de corps de pompe.

La mise en évidence des effets d'amplification du plasma peut être réalisée dans une variante du dispositif précédent. On conserve la cavité acoustique mais on l'excite à l'aide de trains d'oscillations d'une durée inférieure au temps mis par l'onde pour traverser cette cavité. Le train d'oscillation est détecté par le microphone qui en réfléchit une partie qui retourne sur l'émetteur où elle est partiellement réfléchie etc . Le signal détecté par le microphone fait ainsi apparaître les arrivées successives de ces paquets d'onde.

L'excitation d'un train d'oscillations est réalisée à l'aide d'un générateur à rafales qui permet de choisir le nombre d'alternances contenu dans un paquet d'ondes. La fréquence d'oscillations est limitée à des valeurs supérieures à 1 kHZ environ et inférieures à 5500 HZ ; la première de ces limites est due à ce que l'on cherche à éviter la superposition entre signal incident et signal réfléchi et la seconde aux possibilités de l'émetteur utilisé.

Le domaine de pressions dans lequel une telle expérience peut être réalisée est lui-même assez étroit ; il résulte d'un compromis entre le choix d'une bonne efficacité de l'émetteur et celui d'un plasma ayant une bonne homogénéité††.

---

†De telles variations sont de l'ordre de 0.5 dB, ce qui en application de la relation de Sutherland et de (II-19) permet de calculer un échauffement de l'ordre de 50 degrés, valeur conforme à celle obtenue par la mesure du décalage du maximum des courbes de résonance avec et sans plasma.

††pour une pression supérieure à 30 torrs le plasma ne remplit pas de façon homogène le diamètre du tube et sa longueur n'est que de quelques centimètres.

La limite se situe ainsi entre 10 et 20 Torr.

La Figure 5-4-A montre le train d'oscillations (C) imposé, à l'émetteur ainsi que les signaux reçus par le microphone en l'absence de plasma; au voisinage du point A on observe le paquet d'onde transmis directement alors que B représente le même paquet après un aller et retour supplémentaire dans la cavité (le temps compris entre A et B est bien le double de celui entre A et C).

Lorsque l'on allume la décharge on note que le temps écoulé entre C et A diminue ainsi que celui entre A et B (Figure 5-4.B) ; ceci montre, comme nous l'avons déjà vu précédemment, que le gaz neutre a été échauffé. On remarque également que les amplitudes de A et B sont plus grandes qu'en l'absence de plasma ; cette différence est particulièrement nette pour B qui a traversé trois fois le plasma et c'est ce signal que l'on peut considérer comme significatif pour ce qui est de la mise en évidence de l'effet d'amplification du plasma.

Des mesures acoustiques effectuées précédemment on peut déduire différentes informations, telle que celle donnant les variations, à pression donnée, de l'élévation de température ΔT du gaz neutre en fonction de la puissance P du signal électromagnétique qui crée le plasma. C'est ce que montre la Figure 5-5 obtenue[+] en faisant décroître P à partir de sa valeur maximum ; on observe que les points expérimentaux sont situés sur une droite passant par l'origine pour $P \gtrsim 50$ W et sur une autre droite passant par P = 24 W pour $P \lesssim 50$ W : il y a changement de régime de la décharge pour $P \sim 50$ W et 24 W apparaît comme la limite inférieure des puissances nécessaires pour entretenir le plasma. La même Figure 5-5 montre également en fonction de P le rapport S des amplitudes maximales des courbes de résonance obtenues à P watts et P = 0 ; la valeur de S a été corrigée de l'amortissement supplémentaire $d\hat{Q}$ à l'échauffement du gaz par le plasma (II-2.2.2), échauffement dont la valeur est connue.

Pour une puissance P donnée on peut de même tracer les variations de ΔT et de ΔS en fonction de la pression p_o du gaz neutre. On note sur la Figure 5-6 des changements de température de plusieurs dizaines de degrés, changements dont l'importance croît avec p_o suivant une loi d'allure linéaire. Cette croissance n'a rien de surprenant puisque l'échauffement du gaz neutre est dû aux collisions qu'il effectue avec les électrons, collisions dont la fréquence

---

[+] La mesure des fréquences est réalisée avec une bonne précision par l'intermédiaire du générateur qui excite le microphone M_1 et par le marquage tous les cinquante hertz de la courbe de résonance qu'effectue automatiquement le générateur HF sur les harmoniques de la fréquence du secteur.

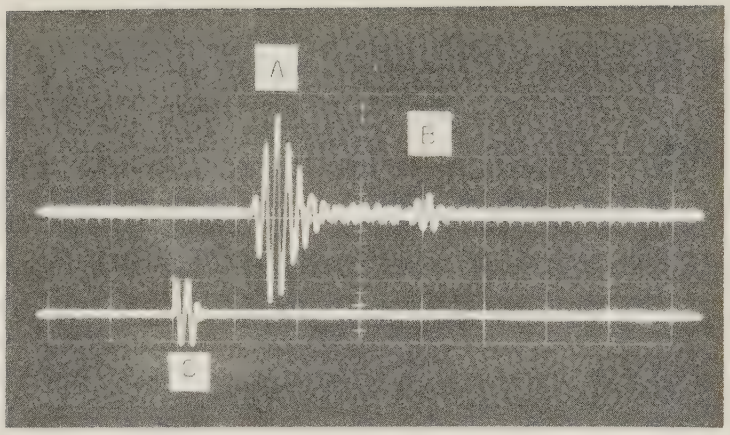


FIGURE 5-4.A - Signaux détectés par le microphone (A et B) pour une excitation brève d'ondes acoustiques (C) en l'absence de plasma (f = 5400 Hz, vitesse de balayage 1 mS/cm, Argon 15 Torr)

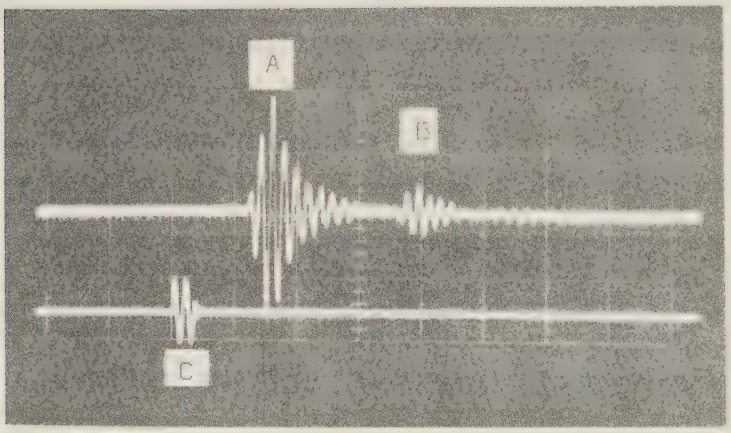


FIGURE 5-4.B - Mêmes signaux qu'en 5-4.A mais en présence de plasma.

est, au moins en première approximation[†], proportionnelle à la pression p_o. Pour $p_o \gtrsim 20$ Torr l'échauffement du gaz ainsi mesuré apparaît comme relativement plus faible qu'à des pressions inférieures ; en fait la longueur du plasma créé dans le tube (et donc le volume de gaz échauffé) pour de telles pressions diminue quand p_o augmente, donnant ainsi des valeurs mesurées de ΔT inférieures à leur valeur réelle (la longueur du plasma ne peut être connue avec assez de précision pour que la correction à apporter à ΔT soit significative).

La Figure 5-6 montre également les variations de S en fonctions de p_o pour la même valeur de puissance hyperfréquence (100 W) que précédemment ; les valeurs de S qui ont été reportées tiennent compte de l'effet d'échauffement du gaz[††] sur l'amortissement de l'onde.

3 - MISE EN EVIDENCE DES EFFETS D'AMPLIFICATION D'UN PLASMA CONTINU.

A l'aide de l'appareillage décrit au début de ce Chapitre et schématisé sur la Figure 5-1 on enregistre le niveau acoustique reçu par le microphone pour une excitation donnée du haut-parleur successivement avec et sans plasma. On observe comme précédemment que le niveau détecté est plus important lorsque le plasma est allumé que lorsqu'il est éteint, la différence S étant typiquement de 0.5 dB, c'est-à-dire quelques pour cent. C'est une valeur comparable à celle que nous avons obtenue avec le plasma hyperfréquence du paragraphe 2.

La variation relative S croît avec l'intensité du courant ; néanmoins, il est difficile de tracer une courbe significative des variations de S en fonction de la densité électronique (mesurée avec une sonde électrostatique) car la température du gaz croît avec le courant et modifie, ainsi que nous l'avons vu, l'amortissement de l'onde. Cette température du gaz neutre n'est pas accessible à l'expérience dans les conditions de l'étude.

[†] En fait, la température électronique diminue quand p_o augmente. Néanmoins, les variations de T_e sont relativement faibles et ne modifient pas le nombre de collisions électron-neutre d'une manière appréciable dans cette expérience.

[††] Pour p_o = 25 et 30 Torr les valeurs de températures utilisées (ΔT_e) sont celles données par la droite expérimentale de la Figure 4-7 et non les valeurs mesurées (ΔT_m). La comparaison de ΔT_e et de ΔT_m permet par ailleurs de déterminer la longueur de la colonne de plasma et donc de calculer l'amplification de l'onde pour une longueur de plasma indépendante de la pression ; ce sont ces valeurs qui ont été reportées sur la Figure 5-8.

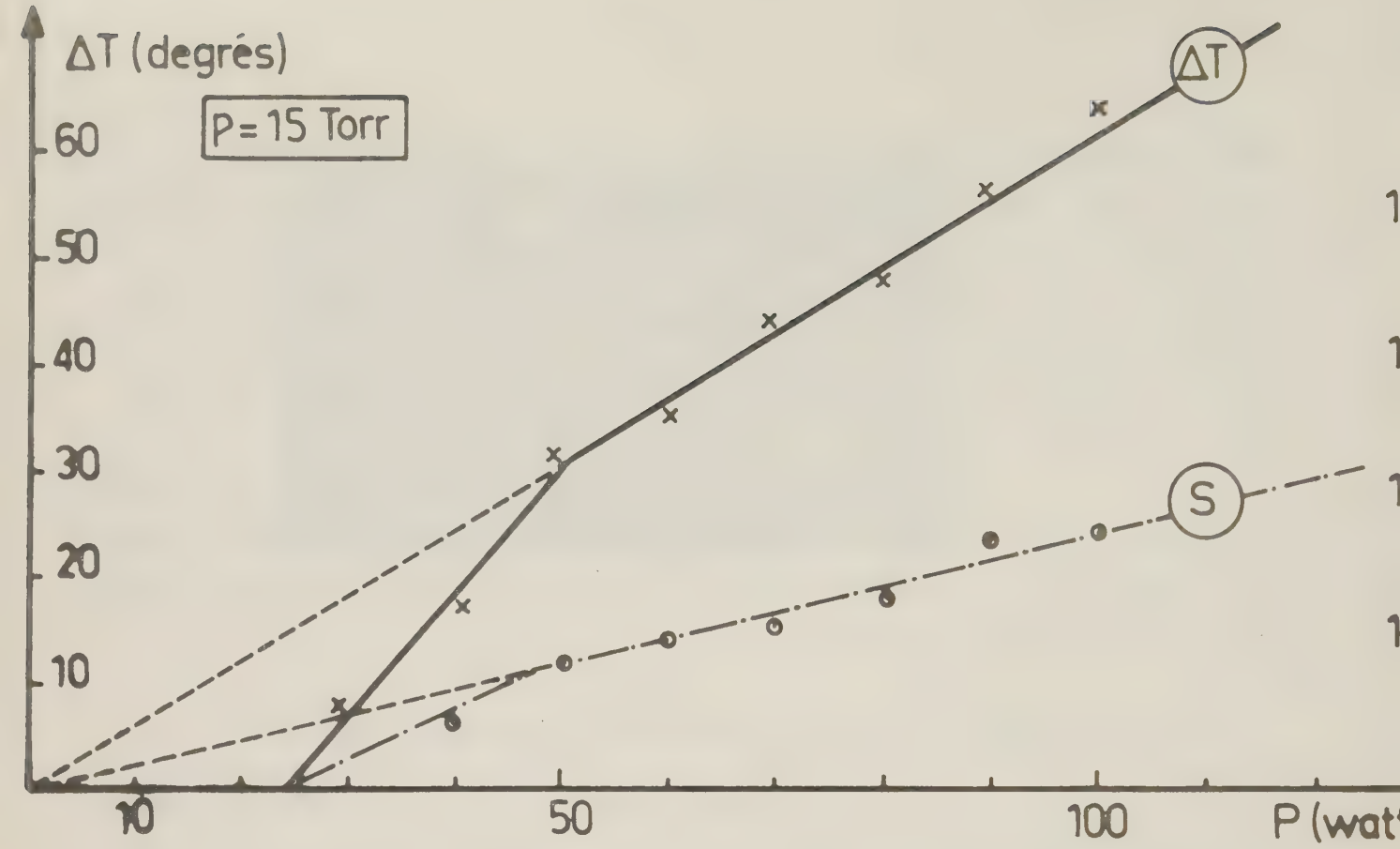


FIGURE 5-5 - Variations de la température des neutres et du gain de l'onde en fonction de la puissance hyperfréquence.

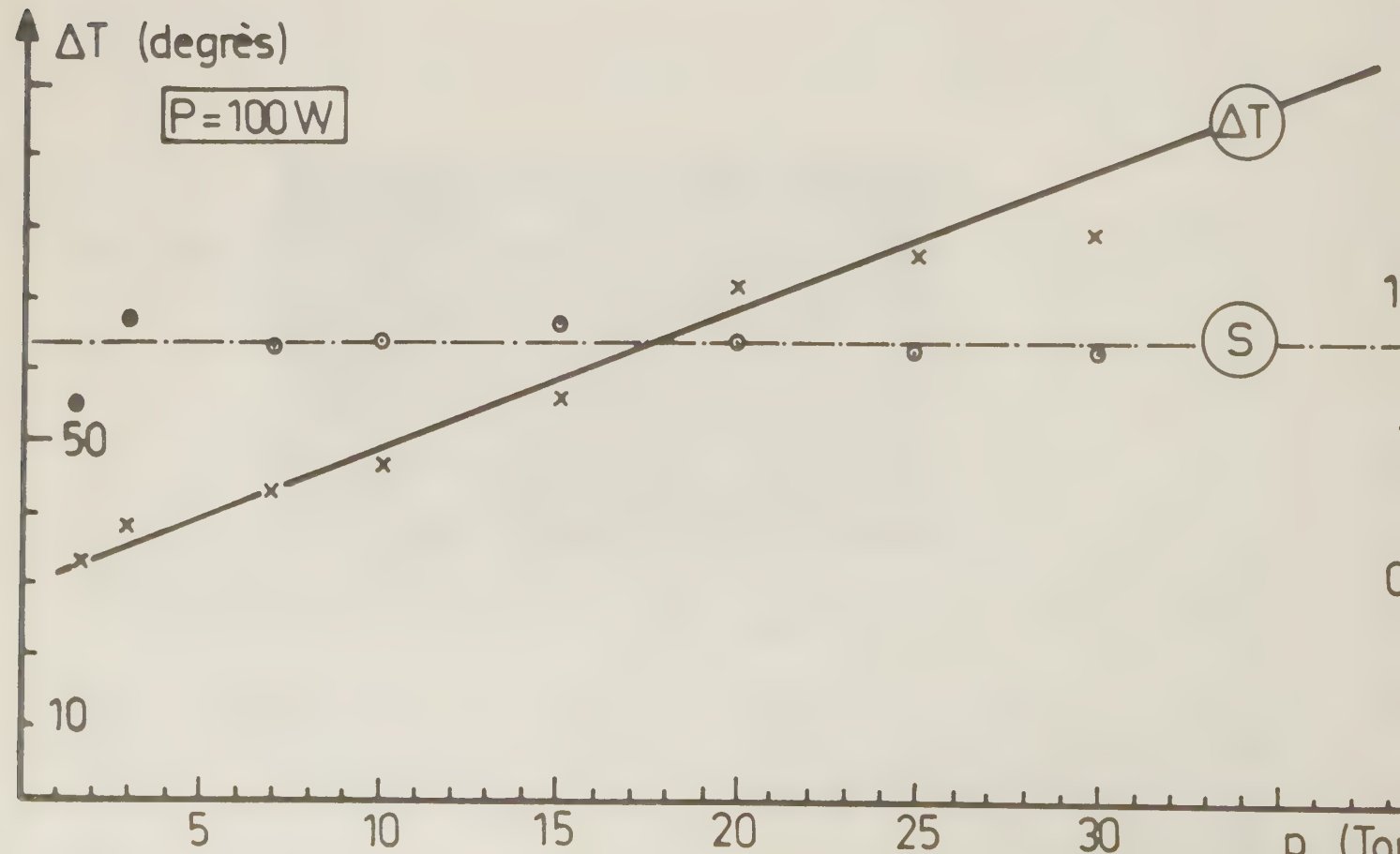


FIGURE 5-6 - Variations de la température des neutres et du gain de l'onde en fonction de la pression.

Il n'est pas non plus possible de mesurer les variations de S en fonction de ω dans une grande plage de fréquence ; en effet, malgré toutes les précautions qui ont été prises, un taux d'ondes stationnaires important existe dans le tube et ce avec des variations en fréquence complexes, les réflexions ayant lieu en plusieurs points dans le tube (environnement du microphone, extrémités du tube, ...). La comparaison de S à deux fréquences différentes ne peut donc être réalisée de façon significative.

On observe par contre que, à courant de décharge constant, S croît avec la longueur de plasma. En inversant la polarité de la source de tension qui entretient le plasma, on inverse le sens de U_e et donc de $\underline{k}.\underline{U}_e$; pour autant que l'on arrive à produire ainsi deux plasmas identiques, on observe que S conserve à peu près la même valeur, ce qui est conforme aux résultats de la Figure 1-4 (avec U_e/c de l'ordre de quelques centaines) et conforme également aux processus de réduction de l'amortissement sur les parois.

La comparaison des résultats obtenus aux paragraphes 4-1 et 4-2 montre qu'il n'est pas possible dans les conditions de l'expérience de mettre en évidence l'effet de la vitesse de dérive sur la diminution du coefficient d' amortissement. Les valeurs de S obtenues dans chacun des deux plasmas étudiés sont du même ordre de grandeur et ceci bien que dans l'un d'entre eux la vitesse de dérive électronique soit nulle et très grande dans l'autre. Au paragraphe II-2.3 nous avions calculé une variation relative d'amortissement de l'ordre de 3 % pour un plasma de décharge continue ; le même calcul aurait donné 1.5 % pour un plasma hyperfréquence. La différence entre ces deux valeurs n'est pas accessible à l'expérience car il est exclu que l'on puisse produire le même plasma dans des conditions aussi différentes.

Il serait souhaitable d'étudier cet effet de réduction de l'amortissement dans un tube de grand diamètre ; on minimiserait ainsi l'effet des parois pour rendre prépondérant celui en volume. Mais il s'agit alors de produire un plasma de grand diamètre à pression élevée, ce qui pose un problème expérimental difficile à résoudre, au moins pour ce qui concerne le plasma sans vitesse de dérive.

CHAPITRE VI

APPLICATIONS ET CONCLUSIONS DE L'ETUDE

Nous avons, dans ce qui précède, mis en évidence la possibilité d'exciter des ondes acoustiques en perturbant un plasma par une action extérieure produisant des variations de densité ou de température électroniques. Les niveaux sonores excités, aux pressions de quelques Torr auxquelles nous avons fonctionné ont pu atteindre des valeurs élevées[†] (80 et même parfois 100 dB). L'expérience nous a montré que les moyens classiques dont on dispose pour exciter une onde sonore dans un gaz à basse pression sont tout à fait inadaptés (ce qui est d'ailleurs assez compréhensible vu l'usage auquel ils sont en général destinés). Un plasma se révèle, par contre, être un excellent émetteur dans le domaine des pressions supérieures à 1 Torr ; son impédance acoustique est pratiquement la même que celle du gaz neutre dans lequel il débite et sa tension d'excitation est très généralement à haute impédance[††]. Il présente par contre l'inconvénient d'avoir une courbe d'émission en fonction de la fréquence qui n'est pas plate ; nous avons vu qu'un moyen d'obtenir une retransmission aussi bonne que possible est d'utiliser un plasma d'épaisseur faible : ceci évite les effets d'interférence, au détriment d'ailleurs du niveau sonore excité.

Il est souvent difficile de produire un plasma à la pression atmosphérique. Une flamme ensemencée d'un métal alcalin est un cas particulier qui présente quelque intérêt. Les expériences que nous avons réalisées dans ces

---

[†] Il ne faut pas oublier que le microphone conserve vers 1 kHz la même sensibilité entre 1 Torr et la pression atmosphérique, la fluctuation relative de pression est donc, à niveau sonore donné d'autant plus forte que la pression est plus base.

A 1 Torr la fluctuation relative de pression est 58 dB plus forte qu'à une atmosphère pour un niveau sonore donné.

[††] C'est en particulier le cas si on agit sur une sonde électrostatique disposée dans ce plasma.

conditions montrent en effet que l'efficacité de l'excitation croît avec la fréquence de la tension de commande ; ceci permet d'espérer un fonctionnement efficace jusque dans le domaine des ultrasons. Inversement, les flammes, sensibles à une onde sonore peuvent servir à détecter ces ondes dans une plage de fréquences étendue.

Ce qui précède sur l'excitation d'ondes acoustiques conduit à l'idée que l'ionosphère, traversée par un très grand nombre de signaux radioélectriques, doit être le siège d'une activité acoustique appréciable. En fait il n'en est rien, au moins dans les basses couches de l'ionosphère où il semble maintenant bien établi que l'équilibre thermodynamique est réalisé. L'excitation d'ondes acoustiques ne peut donc y être qu'un effet très petit[†].

Bien entendu, ceci ne signifie pas qu'il soit impossible de propager de telles ondes dans l'ionosphère. Leur origine peut être variée : explosions, ondes de choc produites par des corps en mouvement rapide, etc . Leur amortissement y est plus fort que celui que nous avons calculé au Chapitre II puisqu'il s'agit d'une propagation dans des gaz essentiellement moléculaires où de l'énergie passe des mouvements de translation aux mouvements de vibration et de rotation ; néanmoins, la propagation peut s'effectuer sur de grandes distances. Ces ondes modulent la densité électronique du plasma et donc aussi sa conductivité électrique ; une onde électromagnétique se propageant dans cette région de conductivité électrique modulée dans l'espace et le temps est certainement elle-même modulée. Nous allons indiquer comment pourrait être chiffré un tel effet.

Une onde acoustique à laquelle est associée une fluctuation de pression p dans un gaz ionisé de pression statique p_o et de densité N_e, induit dans ce plasma des fluctuations n_e de la densité électronique et τ_e de la température des électrons. Ces fluctuations sont, ainsi que nous l'avons vu précédemment, liées à p et p_o par

$$n_e = \frac{N_e}{\gamma p_o} p \qquad (1)$$

$$\tau_e = (\gamma_e - 1) \frac{T}{\gamma p_o} p \qquad (2)$$

[†]C'est d'ailleurs ce que montrent les expériences d'excitation d'ondes acoustiques par une flamme : en l'absence de champ électrique continu appliqué entre les deux électrodes (Figure 4-5), l'équilibre thermodynamique est réalisé et le niveau acoustique excité en dessous du seuil d'audibilité.

De telles fluctuations perturbent la conductivité électrique C_o du plasma qui dépend, toutes choses égales par ailleurs, de N_e et ν_{en} ($\equiv \nu$) et qui est donnée par

$$C_o = \frac{N_e e^2}{m(\nu + i\Omega)} \qquad (3)$$

dans le cas du gaz faiblement ionisé qui nous concerne Ω est la fréquence de l'onde acoustique ; la perturbation au premier ordre ΔC de cette conductivité s'exprime sous la forme

$$\frac{\Delta C}{C_o} = \frac{n_e}{N_e} - \frac{\nu}{\nu + i\Omega}\left[\frac{n_n}{N_n} + \frac{1}{\langle\sigma\rangle}\frac{\partial\langle\sigma\rangle}{\partial T_e}\tau_e + \frac{1}{2}\frac{\tau_e}{T}\right]$$

c'est-à-dire, en tenant compte de (1) et (2)

$$\frac{\Delta C}{C_o} = \frac{1}{\gamma}\left\{1 - \frac{\nu}{\nu + i\Omega}\left[1 + (\gamma_e - 1)\frac{T}{\langle\sigma\rangle}\frac{\partial\langle\sigma\rangle}{\partial T} + \frac{1}{2}(\gamma_e - 1)\right]\right\}\frac{p}{p_o} \qquad (4)$$

Pour une compression isotherme ($\gamma_e = 1$) et $\nu >> \Omega$, $C = 0$. Il est facile de voir que la condition $\nu >> \Omega$ est généralement réalisée puisque entre 50 et 100 km d'altitude ν varie de 10^8 à 10^5 sec^{-1}.

La relation (4) s'écrit donc :

$$\frac{\Delta C}{C_o} = \frac{1}{\gamma}(\gamma_e - 1)\left[\frac{1}{2} + \frac{\partial(\log\sigma)}{\partial(\log T)}\right]\frac{p}{p_o} \qquad (5)$$

Ceci étant, la région dans laquelle se propage l'onde a une conductivité électrique fonction du temps et de l'espace. Une onde électromagnétique de fréquence ω qui traverse cette région est solution de l'équation suivante :

$$\nabla^2 \underline{E} - \text{grad}\,\rho + \omega^2 \mu\, \varepsilon(\underline{r}, \omega, \underline{E_o})\, \underline{E} = 0 \qquad (6)$$

où $\underline{E}$ est le vecteur champ électrique, ρ la densité locale de charges et où $\varepsilon(\underline{r}, \omega, \underline{E_o})$ est défini par

$$\varepsilon(\underline{r}, \omega, \underline{E_o}) = \varepsilon_o - \frac{i}{\omega} C(\underline{r}, \omega, \underline{E_o})$$

E_o étant le champ électrique non perturbé de l'onde. La résolution de (6) est compliquée, mais connue. Elle est identique à celle que l'on rencontre dans les problèmes d'intermodulation de deux ondes électromagnétiques se propageant dans un plasma de grande étendue (effet Luxembourg). Il faut néanmoins s'attendre à

observer ici des effets de modulation de l'onde électromagnétique beaucoup plus faibles que ceux provenant d'une intermodulation électromagnétique car la fluctuation de température des électrons est petite, proportionnelle au rapport p/p_o. Seule une onde acoustique de forte amplitude sera ainsi détectable.

L'étude théorique de la propagation d'une onde acoustique dans un plasma a mis en évidence un processus de réaction qui assure un transfert cohérent d'énergie de ce plasma à l'onde acoustique. Cet effet permet de prévoir une réduction de l'amortissement de l'onde dû à la viscosité et à la conductivité thermique finies du gaz.

Il est apparu en particulier qu'il est important de considérer le cas d'un plasma au sein duquel la vitesse de dérive électronique n'est pas nulle, le transfert d'énergie des électrons à l'onde étant alors d'autant plus grand que cette vitesse est elle-même plus grande. Ceci a permis entre autres de chiffrer le critère de validité de la théorie initiale de Ingard et Schultz.

Nous avons montré que l'effet des ions contenus dans la gaine électrostatique par laquelle le plasma s'isole des parois, a une influence non négligeable sur l'amortissement en surface de l'onde acoustique. La comparaison de la variation des pertes d'énergie de l'onde dans le volume du gaz et sur les parois a montré, dans le cas type des expériences réalisées, que l'influence du plasma est du même ordre de grandeur dans l'un et l'autre cas.

L'étude expérimentale a porté sur la vérification de la théorie de l'excitation et de l'amplification. Nous avons tout d'abord montré que le terme de source des ondes acoustiques dans le plasma est bien la dérivée première par rapport au temps de l'énergie transférée des électrons aux neutres ; la preuve en a été donnée aussi bien dans le cas de plasmas produits dans des tubes à décharge que dans une flamme. Il a également été montré que, dans l'onde acoustique, les neutres et les particules chargées oscillent en phase.

Les variations de l'amortissement d'une onde sonore telles qu'elles sont introduites par la présence d'un plasma ont été mises en évidence. On a observé des variations de l'ordre de quelques pour cent tendant à une réduction de l'amortissement. Ce plasma a été successivement celui d'une décharge hyperfréquence et celui produit par une tension continue. Les variations de l'amortissement ont été, dans l'un et l'autre cas, comparables ; ceci semble indiquer que l'effet en volume n'était pas prépondérant car, s'il en était ainsi, on aurait dû observer une différence appréciable entre les cas $U_e = 0$ et $U_e >> 0$. On remarquera enfin que l'ensemble de la théorie de la réduction d'amortissement repose sur le fait que le gaz d'électrons du plasma est modulé par l'onde acoustique . Les observations expérimentales confirment ce point de vue.

APPENDICE A-1

A l'aide de la relation (I-12), on peut exprimer ω en fonction de k pour représenter les variations de l'amplitude de l'onde acoustique dans la période de recombinaison. On s'intéresse à un volume fini de gaz limité par des parois solides qui imposent donc une suite discrète de valeurs de k.

En posant $\omega = \omega_R + i\omega_i$ on obtient ainsi la relation suivante :

$$\frac{\omega_i}{\omega_R} = \frac{\omega \ell_v'}{2c} + (\gamma-1)\frac{\omega \ell_h}{2c} - \frac{c^2}{\omega}\xi$$

qui montre également que l'amortissement temporel de l'onde est réduit par l'effet du plasma.

On définit encore le rapport r entre le terme en ξ et les deux autres dans la relation ci-dessus, et l'on obtient comme en I-3.3 que

$$|r| = \frac{m_n \alpha_R c^4 N_e^2}{2\pi\gamma \omega^2 d_o^2}$$

La Figure 1-2 est donc applicable.

APPENDICE A-2

AMPLITUDES RELATIVES DES ONDES EXCITEES PAR LES ELECTRONS DE DECHARGES PRODUITES DANS DIFFERENTS GAZ RARES.

La comparaison des amplitudes d'ondes acoustiques excitées dans un tube à décharges de rayon a donné pour différentes pressions et natures de gaz peut être effectuée sans difficulté.

La valeur théorique de T_e est déduite de la courbe universelle de Von Engel[25] et Steenbeck qui fixe, pour a et p donnés le rapport de T_e au potentiel d'ionisation. Il est bien entendu que l'on cherche seulement un ordre de grandeur des amplitudes relatives et qu'il n'est donc pas grave d'utiliser une telle courbe résultant, on le sait, d'approximations qui ne sont pas toutes nécessairement très bien satisfaites dans ces expériences.

La valeur de T_e ainsi obtenue permet ensuite de calculer une section efficace moyenne de collision élastique électron-atome. On remplace pour cela la fonction de distribution des électrons par la valeur de l'énergie qui correspond à T_e et on utilise les courbes de sections efficaces connues[25] pour l'argon, le néon et l'hélium (on a déjà vu -Chap.I- que cette procédure n'entraînait pas d'erreurs importantes).

Pour chaque valeur de T_e on calcule σ et $\partial\sigma/\partial T_e$ puis, en utilisant la relation I-31, on détermine les amplitudes relatives des ondes acoustiques excitées dans l'hypothèse où la fluctuation de température est la même pour les différents gaz et pressions considérées.

Le tableau ci-après résume les résultats de ce calcul ; on a pris comme amplitude de référence la valeur 10 dans de l'argon à 1 Torr.

p (Torr)		T_e (°K)	Amplitude
Argon	1	16 000	10
	5	12 700	7
	10	11 000	6
Néon	1	38 000	12
	5	23 700	10
	10	19 400	9
Hélium	1	49 000	110
	5	29 500	90
	10	24 600	90

On remarque que l'amplitude des ondes excitées dans l'argon et dans le néon sont sensiblement comparables et environ un ordre de grandeur plus faible que celles excitées dans l'hélium. Ceci provient de ce que le facteur deux entre la masse de l'argon et du néon est à peu près contrebalancé par les différences entre les valeurs de section efficace de collision de ces deux gaz. La faible masse de l'hélium explique l'aptitude des électrons à y exciter aisément des ondes acoustiques.

APPENDICE A-3

COMPARAISON DE L'EPAISSEUR DE LA GAINE ELECTRO-STATIQUE A CELLE DE LA COUCHE LIMITE

La gaine électrostatique et la couche limite n'ont pas, au-delà de la paroi, une frontière nettement définie avec le plasma ou avec le volume du gaz. On convient néanmoins, et de façon classique, d'attribuer à la première une épaisseur d_g de l'ordre de cinq fois la longueur de Debye électronique et à la seconde une épaisseur voisine de la valeur d définie au paragraphe II-2.1.2.

La Figure A-3.1 montre que, en règle générale, d_g est comparable à d. La valeur de la température électronique est déduite de la courbe théorique de Von Engel et Steenbeck qui donne cette température pour une décharge luminescente produite dans un tube de rayon donné contenant un gaz dont la nature et la pression sont connues.

On remarquera sur cette figure qu'à basse fréquence $d > d_g$ et que $d < d_g$ à haute fréquence, la transition ayant lieu pour une fréquence d'autant plus grande (à densité électronique donnée) que la pression de gaz neutre est plus faible. Pour une densité électronique élevée ($\simeq 10^{11}$ cm^{-3}) l'épaisseur de la gaine est toujours, dans le domaine de fréquences et de pressions choisi pour cette étude, inférieure à l'épaisseur de la couche limite.

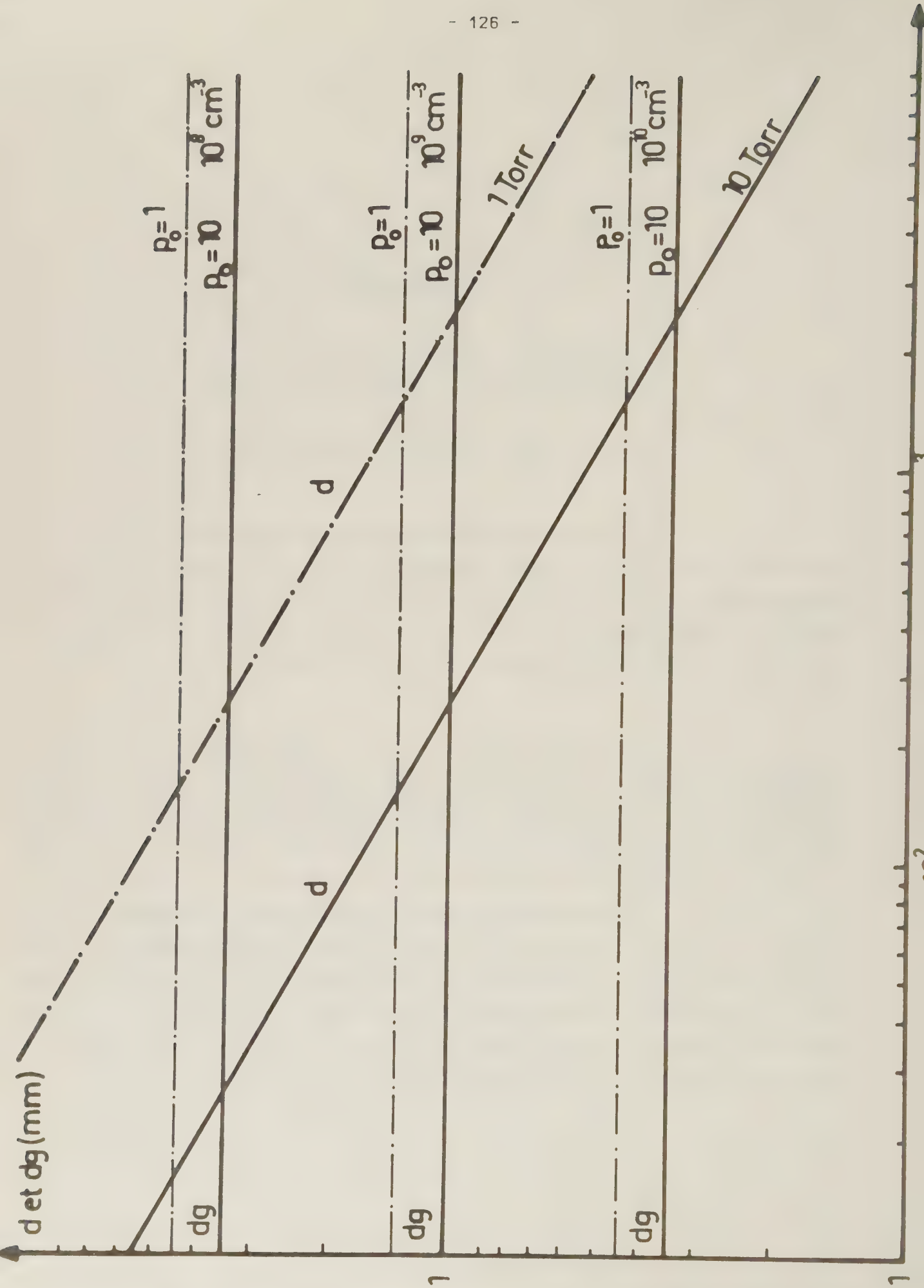


FIGURE A_3-1 - Comparaison des épaisseurs de la gaine et de la couche limite.

APPENDICE A-4

CALCUL DES FACTEURS DE REACTION β_1 ET η_1 DANS LA GAINE ELECTROSTATIQUE

Ainsi que nous l'avons vu (II-2.2.2), la paroi se fixe à une valeur de potentiel telle que les courants d'électrons et d'ions qu'elle collecte soient égaux. On a donc :

$$|i_+| = |i_e| = 0.4\, N_e q \left(\frac{kT_e}{m_e}\right)^{1/2} \exp - \frac{qV_f}{kT_e} \qquad (A\text{-}4.1)$$

où $|i_+|$ et $|i_e|$ sont les courants reçus par unité de surface et où V_f est égal à $(kT_e/2q)\ \mathrm{Log}\ (0.4\, m_i/m_e)$.

Le courant i_+ est également celui qui franchit la lisière de la gaine puisque les ions sont soumis à un potentiel accélérateur ; l'énergie acquise par ceux-ci est $i_+ V_f$, énergie qui est cédée aux neutres dans la tranche d'épaisseur d_g. Ceci permet d'écrire H_{o1} sous la forme :

$$H_{o1} = 0.4\, N_e \left(\frac{kT_e}{m_e}\right)^{1/2} \left(\exp - \frac{qV_f}{kT_e}\right) \frac{qV_f}{d_g} \qquad (A\text{-}4.2)$$

et de calculer $H_1 = \beta_1 p$ qui s'exprime par $(n_e = n_n N_e/N_n = pN_e/\gamma p_o)$:

$$\beta_1 = \frac{0.25\, N_e}{p_o} \left(\frac{kT_e}{m_e}\right)^{1/2} \left(\exp - \frac{qV_f}{kT_e}\right) \frac{qV_f}{d_g}$$

soit encore, en remplaçant V_f par sa valeur

$$\beta_1 = \frac{0.2}{m_n^{1/2}} \left(\mathrm{Log}\ 0.4\, \frac{m_n}{m_e}\right) \frac{N_e\, (kT_e)^{3/2}}{d_g\, p_o}$$

Le calcul de η_1 peut dans le même esprit s'effectuer sans difficulté : $|i_e|/q$ est le nombre d'ions qui franchissent l'unité de surface de la gaine par seconde et chacun d'eux effectue s collisions avant de tomber sur la paroi en échangeant donc la quantité de mouvement $s\, m_n\, \bar{v}_+$ où $\bar{v}_+$ est défini par

$$\frac{1}{2} m_n \bar{v}_+^2 = \frac{qV_f}{s}$$

La quantité de mouvement que les ions communiquent aux neutres par unité de volume et de temps est donc

$$F_{o1} = \frac{|i_e|}{q d_g} s\, m_n \left(\frac{2\, qV_f}{s\, m_n}\right)^{1/2} \qquad \text{(A-4.3)}$$

Ce qui permet de calculer η_1 en tenant compte de la valeur de V_f donnée par II-4, de celle de $|i_e|$ exprimée en (1) et de la relation qui lie n_e à p. On trouve :

$$\eta_1 = \frac{\sqrt{0.4}}{p_o d_g} \left(s \,\mathrm{Log}\, 0.4 \frac{m_n}{m_e}\right) N_e\, (kT_e) \qquad \text{(A-4.4)}$$

En remplaçant d_g par $d_g = 5\,\lambda_{De} \simeq 350\,(T_e/N_e)^{1/2}$ β_1 et η_1 sont donnés dans le cas de l'argon par les deux relations suivantes :

$$\beta_1 \simeq 4.10^{-26}\, N_e^{3/2}\, T_e\, p_o^{-1} \quad (m^{-3},\ °K,\ \mathrm{Torr}) \qquad \text{(A-4.5)}$$

$$\eta_1 \quad 10^{-28}\, N_e^{3/2}\, T_e^{1/2}\, p_o^{-1}\, S^{1/2} \quad (m^{-3},\ °K,\ \mathrm{Torr}) \qquad \text{(A-4.6)}$$

APPENDICE A-6

CALCUL DE LA FONCTION DE GREEN D'UN TUYAU SONORE

Nous cherchons une solution de l'équation inhomogène :

$$(\nabla^2 + k^2)\, g_\omega(r,\varphi\, z|r_o,\varphi_o,z_o) = -\,\delta(\underline{r} - \underline{r}_o) \qquad \text{(A-6.1)}$$

où le second membre représente une source placée au point r_o,φ_o,z_o.

Pour cela on développe g_ω sur la base des fonctions propres $\psi_n(r.\varphi)$ de l'équation homogène ($\nabla_T^2 = \nabla^2 - \partial^2/\partial z^2$)

$$\left[\nabla_T^2 + (k^2 - \xi^2)\right] \psi_n = 0$$

et on écrit donc :

$$g_\omega = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(z)\, \psi_n(r,\varphi) \qquad \text{(A-6.2)}$$

En reportant cette relation dans (1) qui est ensuite multipliée par ψ_n et intégrée sur une section droite de surface S du tube, on obtient :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_n^2\right] a_n(z) = \frac{i\, \psi_n\,(r_o,\varphi_o)}{S < \psi_n^2 >_S}\, \delta(z-z_o)$$

où $k_n^2 = k^2 - \xi^2$ et où $< \psi_n^2 >_S$ désigne la valeur moyenne du carré de ψ_n sur la surface S. La fonction a_n apparaît elle-même comme étant une fonction de Green qui se calcule simplement si on suppose que le tuyau a une longueur infinie : on sait que l'on a alors[33] :

$$a_n(z|z_o) = -\,\frac{i\, \psi_n\,(r_o,\varphi_o)}{2k_n S < \psi_n^2 >_S}\, \exp\,(-\,ik_n|z - z_o|)$$

Ceci étant A-6.2 permet le calcul de g_ω et on obtient :

$$g_\omega = -\,\frac{i\,c}{2\omega S} \exp\,(-\,i\,\frac{\omega}{c}\,|z-z_o|) - \frac{i}{2\,S} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\psi_n(r,\varphi)\psi_n(r_o,\varphi_o)}{k_n^2 < \psi_n^2 >_S} \exp(-ik_n|z-z_o|)$$

Le premier terme représente le mode fondamental et le deuxième la somme des modes d'ordre supérieurs excités dans le tube par la source ponctuelle en r_o, φ_o, z_o. Nous avons vu (II-1) que par un choix convenable de la fréquence de l'onde il est possible de se trouver dans une situation telle que seul le mode fondamental puisse se propager, les autres modes étant évanescents[†] ; à une distance suffisante de z_o seul subsiste donc le mode fondamental et l'on a alors :

$$g_\omega = - \frac{i\, c}{2\omega S} \exp\left(- i \frac{\omega}{c} |z - z_o|\right)$$

[†] On remarquera néanmoins que pour une fréquence d'onde élevée la source ponctuelle excite des ondes acoustiques sur plusieurs modes qui peuvent alors être détectés loin de z_o (leur nombre est d'autant plus grand que la fréquence est elle-même plus haute).

APPENDICE A-5

EXCITATION D'ONDES ACOUSTIQUES PAR DES IMPULSIONS D'ONDES HYPERFREQUENCE

Nous avons signalé en IV-1.2.3 qu'il est possible d'exciter une onde acoustique en modulant en impulsions une onde électromagnétique imposée au plasma créé. Ce point n'a en lui-même rien qui puisse surprendre eu égard à la théorie exposée précédemment. Il est néanmoins susceptible de quelques développements.

L'expérience est réalisée de la manière suivante:le plasma créé est soit celui d'une décharge luminescente soit celui d'une décharge HF ; on impose à celui-ci l'action d'une onde électromagnétique de faible puissance (quelques mW par exemple) modulée en impulsions à une fréquence de répétition variable (située dans le domaine audible), impulsions dont la largeur τ est réglable. On observe à l'aide du microphone disposé dans le tube qu'une onde acoustique est excitée ; le spectromètre acoustique permet d'en faire l'analyse en fréquence.

Nous avons montré que le terme de source des ondes acoustiques n'est pas H mais $\partial H/\partial t$; le spectre de cette source sonore n'est donc pas proportionnel à celui des impulsions hyperfréquence (d'amplitude V_o) mais à celui de leur dérivée, c'est-à-dire :

$$A_k = a \frac{V_o \Omega}{k \pi} \sin \frac{\Omega \tau}{2} \qquad \text{(A-5.1)}$$

où k désigne le rang de l'harmonique considéré $\Omega/2\pi$ la fréquence de cet harmonique et a une constante de proportionnalité.

Pour une raie de ce spectre la relation IV-7 s'applique (on y remplacera ω par Ω) en prenant pour α la valeur de A_k ainsi définie.

La mise en évidence d'un spectre d'ondes acoustiques décrit par (A-5.1) peut, en principe, être réalisé de différentes manières :

- pour une valeur donnée de τ on fait varier Ω, le spectromètre restant accordé sur cette fréquence. On doit alors observer le produit du spectre (A-5.1) par les variations de $p_\omega(z)$ représentées par (IV-7). Mais nous avons noté que dans les conditions expérimentales qui peuvent être réalisées, p_ω a un comportement en ω qui est

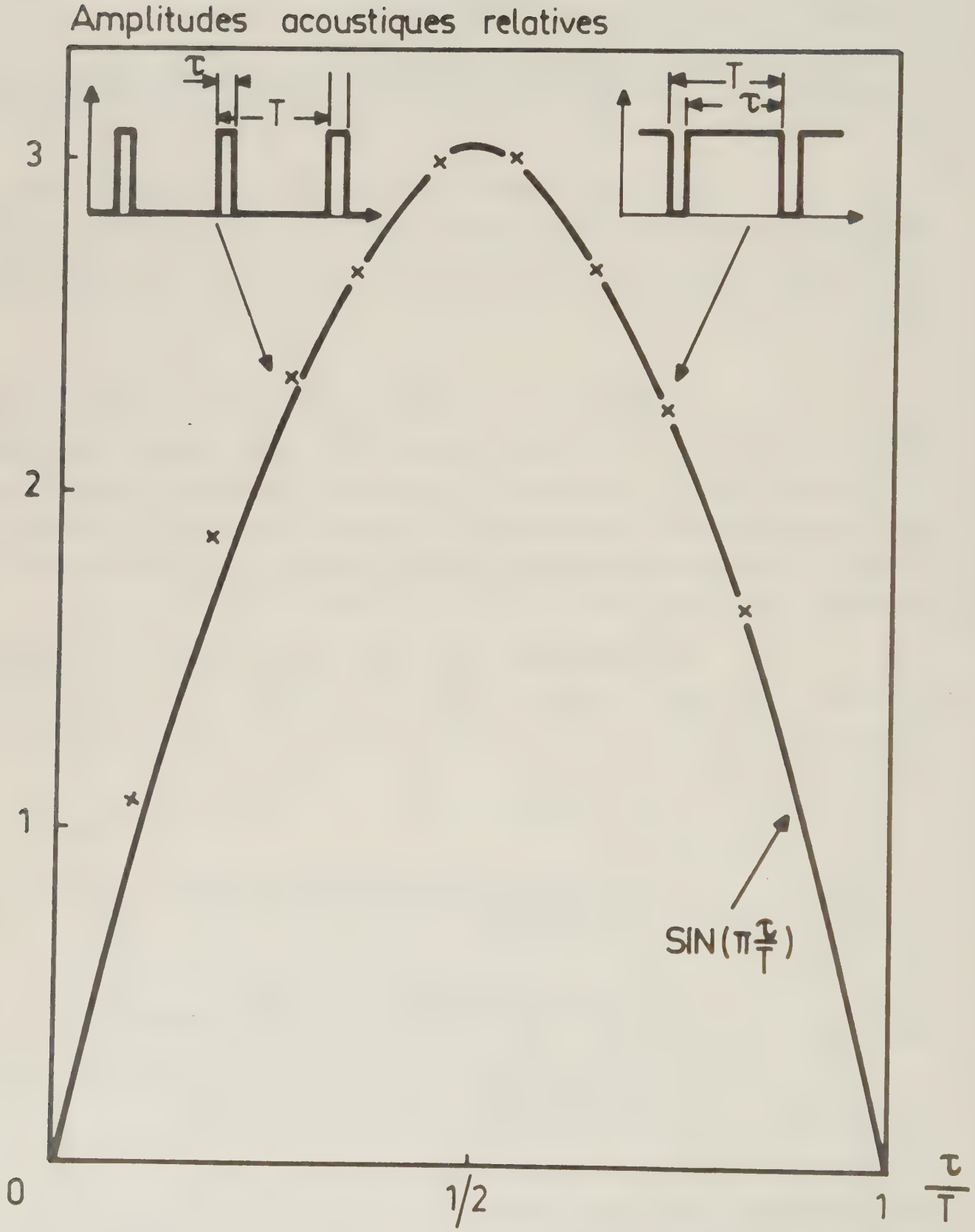


FIGURE A_5-1 - Variations de l'amplitude de l'onde excitée en fonction de la durée de l'impulsion pour une fréquence donnée.

compliqué, même pour une excitation harmonique. Il serait donc difficile de remonter avec une précision suffisante à (A-5.1), au moins s'il était nécessaire de montrer que $\partial H/\partial t$ est le terme source des ondes acoustiques.

- on maintient τ à une valeur constante (500 µs par exemple) et on mesure le signal sonore reçu par le microphone sur la fréquence Ω_o pour les fréquences d'excitation $\Omega_1 = \Omega_o$, $\Omega_2 = \Omega_o/2$, $\Omega_3 = \Omega_o/3$ et $\Omega_4 = \Omega_o/4$.

On observe que les amplitudes successives A_1, A_2, A_3 et A_4 des signaux reçus pour ces trois fréquences sont bien dans les rapports attendus, c'est-à-dire : $A_2 = A_1/2$, $A_3 = A_1/3$, $A_4 = A_1/4$ (la fréquence de réception Ω_o est alors successivement la fréquence fondamentale, l'harmonique un puis deux et trois de la fréquence de répétition des signaux hyperfréquence).

- on maintient Ω à une valeur constante et on fait varier τ, le spectromètre acoustique restant accordé sur Ω . La Figure A_5.1 montre les variations de l'amplitude de A_1 en fonction de τ. Ce résultat, conforme à (A-5.1) peut d'ailleurs s'interpréter de la manière suivante : on excite à la montée et à la descente de l'impulsion hyperfréquence des signaux d'égale amplitude qui sont en phase lorsque $\Omega\tau = \pi$ en opposition de phase pour $\Omega\tau = 2\pi$.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

(1)- P.M. MORSE et K.U. INGARD.- Theoritical Acoustics Ed. Mac Graw Hill (New York - 1968).

(2)- P.M. MORSE et H. FESHBACH.- Methods of Theoritical Physics. Tome 1 (page 52), Ed. Mac Graw Hill (New-York - 1953).

(3)- U. INGARD.- Phys. Rev. 145 - 41 (1966).

(4)- H. ZICKENDRAHT.- Helv. Phys. Acta 14 - 195 (1941).

(5)- W.R. BABCOCK, K.L. BAKER et A.G. CATTANEO.- Nature 216 - 676 (1967).

(6)- M. SCHULTZ.- Phys. Fluids 11 - 676 (1968).

(7)- E. FÜNFER et G. LEHNER.- Eregb. Exakt. Naturwiss. 34 - 1 (1962).

(8)- G.M. SESSLER.- Phys. Fluids 7 - 90 (1964).

(9)- U. INGARD et K.W. GENTLE.- Phys. Fluids 8 - 1396 (1965).

(10)- J.L. DELCROIX.- Physique des Plasmas. Dunod (Paris 1963 et 1966).

(11)- S.D. STRICKLER et A.B. STEWART.- Phys. Rev. Letters 11 - 527 (1963).

(12)- M. SCHULZ et U. INGARD.- Phys. Fluids 10 - 1031 (1967).

(13)- J. BERLANDE, P.D. GOLDAN et L. GOLDSTEIN.- Appl. Phys. Letters 5 - 51 (1964).

(14)- R. TURNER, A.K. HOCHBERG et T.O. POEHLER.- Appl. Phys. Letters 12-104 (1968).

(15)- G.K. BORN.- J. Appl. Phys. 39 - 4479 (1968).

(16)- K.J. NYGAARD.- Phys. Letters 20 - 370 (1966).

(17)- G.K. BORN et R.G. BUSER.- J. Appl. Phys. 37 - 4918 (1966).

(18)- M.A. BIONDI.- Advances in Electronics and Electron Physics. Ed. Academic Press (New-York 1963).

(19)- N. D'ANGELO.- Phys. Fluids 10 - 719 (1967).

(20)- E. HINNOV et J.G. HIRSCHBERG.- Phys. Rev. 125-795 (1962).

(21)- M.A. GUSINOW, J.B. GERARDO et T. VERSEYEN.- Phys. Rev. 149 - 91 (1966).

(22)- J. BERLANDE, M. CHERET, R. DELOCHE, A. GONFALONE et C. MANUS. Phys. Rev. A, 1 - 887 (1970).

(23)- W.H. KASNER.- Phys. Rev. 167 - 148 (1968).

(24)- U. INGARD et M. SCHULZ.- Phys. Rev. 158 - 106 (1967).

(25)- S.C. BROWN.- Basic Data of Plasma Physics. Ed. J. Wiley (New-York 1959).

(26)- G. BRUHAT et A. KASTLER.- Thermodynamique, Ed. Masson (Paris 1962).

(27)- M. FITAIRE.- Les sondes électrostatiques et leur application. Labo. Plasmas Orsay (1965).

(28)- E.D. JOHNSON et L. MALTER.- Phys. Rev. 80 - 58 (1950).

(29)- J. BRIAND, J.L. DELCROIX et M.L. de CASTRO Fernandes.- C.R. Acad. Sci. 253 - 824 (1961).

(30)- A.G. GAYDON et H.G. WOLFHARD.- Flames, Ed. Chapman et Hall (1960).

(31)- W.R. BABCOCK, K.L. BAKER et A.G. CATTANEO.- Nature 216 - 676 (1967).

(32)- P. WALDTEUFEL.- Thèse, Paris (1970).

(33)- G. ARFKEN.- Mathematical Methods for Physicists, Ed. Academic Press (New-York 1970).

NOTATIONS

NOTATIONS GENERALES

k ou k_B : constante de Boltzmann.

ν_{jk} : fréquence des collisions d'une particule j sur les particules k.

ε_o : permittivité du vide.

NOTATIONS CONCERNANT L'ONDE ACOUSTIQUE

$$\zeta = \frac{\gamma_e}{\gamma_n} \cdot \frac{N_e}{N_n} \cdot \frac{T_e}{T_n} \frac{\omega}{\Omega_n}$$

f : fréquence $(\omega/2\pi)$

k : vecteur de propagation

k_t : constante de propagation en milieu fini

: longueur d'onde

$$\upsilon = \frac{\gamma_{e-1}}{\gamma_{n-1}} \frac{\omega}{\omega' \Omega_n t_o}$$

$$\frac{1}{t_o} = \frac{(\gamma-1) H}{\rho c^2}$$

ω : pulsation

$\omega' = \omega - \underline{k} \cdot \underline{U}_e$

$\omega'' = \omega - \underline{k} \cdot \underline{U}_i$

NOTATIONS CONCERNANT LE GAZ NEUTRE

$\alpha = (\partial p_o/\partial T) = p_o/T_n$ (pour un gaz parfait)

$c = (\gamma kT/M)^{1/2}$ vitesse de phase de l'onde acoustique

γ : coefficient de compression adiabatique

$d_h = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} d_v = d$: épaisseur de la couche limite

F_o : quantité de mouvement fournie aux neutres par seconde et par unité de volume ($F_o = M L^{-2} T^{-2}$)

F : perturbation de F_o associée à l'onde ($F = \eta p$ avec $[\eta] = L^{-1}$)

H_o : quantité d'énergie fournie aux neutres par seconde et par unité de volume ($H = M L^{-1} T^{-3}$)

H : perturbation de H_o associée à l'onde ($H = \beta p$ avec $[\beta] = T^{-1}$).

K : coefficient de conductibilité thermique

κ : coefficient de compressibilité

$\ell'_v = \frac{4}{3} \ell_v = \frac{4}{3} \frac{\mu}{\rho c}$

$\ell_h = \frac{K}{\rho c_p c} = \frac{1}{\gamma} \ell_v$

m_n ou M : masse d'une particule

μ : coefficient de viscosité

N_n : densité

n_n : fluctuation de N_n associée à l'onde

p_o : pression d'équilibre

p ou p_n : fluctuation de pression associée à l'onde

Q_o : masse de gaz fournie aux neutres par seconde et par unité de volume ($Q_o = M L^{-3} T^{-1}$)

Q : perturbation de Q_o associée à l'onde ($Q = \beta p$ avec $[\xi] = L^{-2} T$)

ρ : densité

δ : fluctuation de densité associée à l'onde

T ou T_n : température

τ ou τ_n : fluctuation de température associée à l'onde

$\underline{u}$ ou $\underline{u}_n$: vecteur vitesse

NOTATIONS CONCERNANT LES PARTICULES CHARGEES (j = électrons ou ions)

$a = \partial(\text{Log} < \sigma >)/\partial(\text{Log } T_e)$

α_R : coefficient de recombinaison

γ_j : coefficient de compression

λ_{De} : longueur de Debye

m_j : masse d'une particule

N_j : densité

n_j : fluctuation de densité associée à l'onde

p_j : pression

q : charge élémentaire

$< \sigma >$: section efficace moyenne de collision élastique électron-neutre

$$\left(< \sigma > = \frac{1}{N_e} \int_0^\infty \sigma (v_e) f(v_e) dv_e \right)$$

T_j : température

τ_j : fluctuation de température associée à l'onde

$\underline{u}_j$: fluctuation de vitesse associée à l'onde

U_j : vitesse de dérive

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I Théorie linéaire de l'excitation et de l'amplification des ondes acoustiques par les milieux gazeux réactifs. Application aux plasmas. Page 5

1 - Propagation d'une onde acoustique dans un milieu gazeux réactif. 6

1-1 Résolution de l'équation de propagation dans le cas où l'on néglige viscosité et conductivité thermique. 8

1-2 Exèmples de milieux gazeux réactifs. 9

1-3 Résolution de l'équation de propagation générale. 10

2 - Etude de la réaction acoustique d'un plasma (amplification) 12

2-1 Perturbations des électrons et des ions d'un plasma par une onde acoustique. 14

2-2 Propriétés amplificatrices des plasmas. 16

2-3 Energie transférée au gaz de neutres par les électrons. 17

2-4 Calcul du facteur de réaction β 18

2-5 Calcul du facteur de réaction ξ 19

2-6 Calcul du facteur de réaction η 20

2-7 Condition d'instabilité acoustique du plasma 20

3 - Excitation d'ondes acoustiques par un plasma 22

3-1 Modulation de la densité électronique du plasma 22

3-2 Modulation de la température électronique du plasma 23

3-3 Excitation due à la recombinaison des électrons et des ions dans une post-décharge 23

3-4 Excitation par une sonde électrostatique 29

4 - Théorie hydrodynamique de l'amplification 32

4-1 Etude du cas où le transfert d'énergie aux neutres dans une période acoustique est faible devant l'énergie électronique totale. Page 35

4-2 Etude du cas général. 38

CHAPITRE II

1 - Résolution de l'équation de propagation des ondes acoustiques dans les tuyaux sonores. 41

2 - Amortissement d'une onde acoustique. 45

2-1 Amortissement dans un gaz neutre 45

2-1-1 Pertes en volume 45

2-1-2 Pertes sur les parois 47

2-2 Amortissement dans un gaz ionisé 55

2-2-1 Pertes en volume 55

2-2-2 Pertes sur les parois 56

2-2-2-1 Perturbations du mode thermique 58

2-2-2-2 Perturbations du mode de cisaillement 62

2-2-2-3 Energie perdue dans la gaine

2-3 Comparaison des effets du plasma sur l'amortissement en volume et l'amortissement sur les parois. 67

CHAPITRE III

1 - Excitation d'ondes acoustiques dans un gaz à basse pression. 70

2 - Détection d'ondes acoustiques dans un gaz ionisé 71

2-1 Détection à l'aide de la modulation de la caractéristique volt-ampère d'une sonde électrostatique. 71

2-2 Détection à l'aide de la modulation de la lumière émise par le plasma. 77

2-3 Modulation d'une onde hyperfréquence. 79

3 - Détection d'ondes acoustiques dans un gaz neutre sous pression réduite. Page 79

3-1 Détection à l'aide d'un microphone à condensateur. 79

3-2 Détection à l'aide d'un microphone électrodynamique ou d'un microphone piezoelectrique. 80

4 - Mesures acoustiques. 82

CHAPITRE IV Etude expérimentale des processus d'excitation.

1 - Mise en évidence de différents processus d'excitation. 83

1-1 Description du dispositif d'étude expérimentale. 83

1-1-1 Décharge luminescente. 84

1-1-2 Décharge hyperfréquence. 84

1-1-3 Banc de pompage. 85

1-1-4 Appareillage hyperfréquence. 85

1-2 Résultats expérimentaux descriptifs. 85

1-2-1 Allumage et extinction du tube à décharges 85

1-2-2 Modulation du plasma à l'aide de deux grilles 86

1-2-3 Modulation du plasma par une onde e.m. 86

1-2-4 Modulation du plasma par une sonde électrostatique. 87

2 - Etude détaillée des processus d'excitation. 87

2-1 Etude du terme de source. 87

2-1-1 Plasma hyperfréquence. 87

2-1-2 Plasma d'une décharge continue. 96

2-1-3 Plasma d'une flamme ensemencée. 98

2-2 Mise en évidence de l'accord de phase entre les électrons et les neutres. 100

2-2-1 Principe de mesure. 101

2-2-2 Montage expérimental 102

2-2-3 Mesure du déphasage entre les électrons et les neutres dans l'onde. 104

CHAPITRE V Mise en évidence des propriétés amplificatrices des plasmas. Page 107

1 - Montage expérimental. 107

1-1 Plasma continu. 108

1-2 Plasma hyperfréquence. 108

2 - Mise en évidence des effets d'amplification d'un plasma hyperfréquence 108

3 - Mise en évidence des effets d'amplification d'un plasma continu. 115

CHAPITRE VI Applications et conclusions. 118

APPENDICES - A.1 : Amortissement d'une onde acoustique dans un volume limité de plasma en présence de recombinaison. 122

A.2 : Amplitudes relatives des ondes excitées par les électrons de décharges produites dans différents gaz rares. 123

A.3 : Comparaison de l'épaisseur de la gaine électrostatique à celle de la couche limite. 125

A.4 : Calcul des facteurs de réaction η_1 et β_1 dans la gaine électrostatique. 127

A.5 : Fonction de Green d'un tuyau sonore. 129

A.6 : Excitation d'ondes acoustiques par des impulsions d'ondes hyperfréquence. 131

Références bibliographiques 134

Notations 136